PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 23 — 1. Dezember 1928 — Redaktionsschluß für Nr. 1 am 15. Dezember 1928. — 29. Jahrgang

INHALT:

Originalmitteilungen:

J. v. Issendorff, Die Verdampfung an der Kathode des *Hg*-Bogens. S. 857.

H. Schmick u. R. Seeliger, Über den Materialtransport im Eisenbogen. S. 864.

W. Prager, Die Druckverteilung an Körpern in ebener Potentialströmung. S. 864.

F. Regler, Über die Stromleitung in Hochohmwiderständen und festen Isolatoren. S. 869.

M.-Th. Isselstein, Über Adsorption. S. 873.

Helge-Petersen, Über den Einfluß der Temperatur auf die Zusammensetzung der Atmosphäre in den obersten Schichten. S. 879.

E. Waetzmann, Das Physikalische Institut der Technischen Hochschule zu Breslau. S. 884.

Vorträge und Diskussionen von der 90. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte in Hamburg vom 16.–22. September 1928.

W. Bothe (Berlin), Anregung von Röntgenspektren durch α-Strahlen. S. 891.

J. Brentano (München), Intensitätsmessungen von an Kristallpulvern gestreuten Röntgenstrahlen. S. 893.

H. Beutler (Berlin-Dahlem), Resonanz bei Stößen zweiter Art. S. 893.

Rausch von Traubenberg (Prag), Über das optische Verhalten der Wasserstoffatome in sehr starken elektrischen Feldern. S. 895.

H. O. Kneser (Marburg), Über die Natur des aktiven Stickstoffs. S. 895.

W. H. Keesom und J. N. van den Ende (Leiden), Die spezifische Wärme des Bleis bei Temperaturen des flüssigen Heliums. S. 896.

W. Meißner (Berlin), Messungen mit Hilfe von flüssigem Helium III. S. 897.

R. Hase (Hannover), Das Wärmespektrum des festen und flüssigen Eisens. S. 904.

J. Dejmek (Brünn), Über das logarithmische Mischungsgesetz. S. 907.

E. Reichenbächer (Wilhelmshaven), Der Elektromagnetismus und die fünfte Weltdimension. S. 908.

E. W. Scripture (Wien), Die physikalische Natur der Vokale nach den neuesten Untersuchungen. S. 911.

W. Cauer (Göttingen), Über Vierpole und Siebketten. S. 913.

Besprechungen:

J. D. van der Waals u. P. Kohnstamm, Lehrbuch der Thermostatik. S. 913.

Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden. Abt. III. Teil A. Heft 6. S. 914.

A. S. Eddington, Sterne und Atome. S. 914.

L. Zehnder, Die Entwicklung des Weltalls. S. 914.

K. Hahn, Methodik des physikalischen Unterrichts. S. 915.

R. Glocker, Materialprüfung mit Röntgenstrahlen, unter besonderer Berücksichtigung der Röntgenmetallographie. S. 916.

E. Abbe, Gesammelte Abhandlungen. Band 4. S. 916.

Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik. 5. Band. 1. Hälfte. 2. Auflage. S. 917.

Handbuch der Physik herausgegeben von H. Geiger und K. Scheel. Band 7. S. 918.

C. Stumpf, Die Sprachlaute. S. 918.

L. B. Loeb, Kinetic theory of gases. S. 919.

G. v. Hevesy, Das Element Hafnium. S. 919.

P. P. Ewald, Die Reflexion und Brechung des Lichtes als Problem der Elektronentheorie. S. 919.

P. Errulat, Die Methoden der Erdbebenforschung. S. 920.

F. Klein, Vorlesungen über Nicht-Euklidische Geometrie. S. 920.

Angebote. S. 920.

Gesuche. S. 920.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die Verdampfung an der Kathode des *Hg*-Bogens.

Von J. v. Issendorff.

Inhalt.

Nachprüfung von Messungen der Verdampfung an der Kathode des Quecksilbervakuumbogens mittels einer Glasapparatur, die die verdampfte und die verspritzte Hg-Menge bei verschiedenen Oberflächentemperaturen getrennt zu messen gestattet. Es wurde eine starke Temperaturabhängigkeit und eine geringe Stromabhängigkeit der Verdampfung, also eine vorwiegende Beteiligung der gesamten Kathodenoberfläche gefunden. Für die Verdampfung im Brennfleck einschließlich dessen nächster Umgebung wurde ein positiver und ein negativer Grenzwert ermittelt, deren Diskussion einen verschwindend geringen Materialverlust der Kathode, vielleicht sogar einen Materialgewinn durch zuströmende Ionen wahrscheinlich macht. Für die Menge des verspritzten Hg wurde eine mehr als linear mit dem Strom ansteigende Abhängigkeit gefunden.

Ferner werden noch einige kritische Bemerkungen zur Energiebilanz der Hg-Bogenkathode gemacht, insbesondere hinsichtlich des Einflusses einer von Compton und van Voorhis vermuteten teilweisen Abstrahlung der Ionen-Eintrittsenergie und der elektrostatischen Verminderung der Elektronen-Austrittsarbeit. Die hiernach korrigierten Werte des Elektronenstrom-Anteiles im kathodischen Brennfleck, die sich aus der Seeligerschen Form der Kathodenbilanz ergeben, können die Theorie der thermischen Elektronen-Emission im Brennfleck noch nicht ernstlich gefährden.

In neuerer Zeit sind von verschiedenen Forschern Energiebilanzen für die Kathode des

Quecksilber-Vakuumbogens aufgestellt worden[1]). Das Gleichgewicht aller zu- bzw. abgeführten Energiebeträge sollte eine Bestätigung für die Richtigkeit von Annahmen bringen, die bei Ansetzung der einzelnen Beträge zu machen waren. Insbesondere wollte man ein Kriterium für die thermische Bogentheorie gewinnen, deren Grundlagen bekanntlich durch die Stoltschen Versuche[2]) ins Wanken geraten waren. Da einzelne Energiebeträge der Kathodenbilanz noch unbekannt waren, ergab sich, daß die thermische Theorie nur dann gestützt wurde, wenn die zugrunde liegenden Annahmen sich ziemlich stark den Extremwerten näherten, d. h. bei weitgehender Vernachlässigung

1. von Stoßverlusten der Ionen und Elektronen im Kathodenfall,
2. von einer Energieausstrahlung der Ionen bei der Neutralisation an der Kathodenoberfläche,
3. von einer neutralen Verdampfung im Kathodenfleck.

Sobald eine dieser Annahmen sich als unberechtigt erweisen sollte, was Compton und van Voorhis von 2. behaupten, war man gezwungen, die von Schottky gegebene Theorie der Verkleinerung der Elektronen-Austrittsarbeit[3]) heranzuziehen, deren Anwendung auf die Bogenkathode zuerst von Langmuir[4]) vorgeschlagen worden war.

Zweck der vorliegenden Arbeit war in erster Linie, die Berechtigung der unter 3. genannten, zuerst von Compton ausgesprochenen Annahme experimentell zu untersuchen[5]), die an sich gewagt schien, weil bereits zwei Messungen vorlagen, die eine beträchtliche Verdampfung an der *Hg*-Kathode ergeben hatten[6])[7]). Es war Proportionalität der in der Zeiteinheit verdampfenden *Hg*-Menge und des Bogenstroms gefunden worden, ein Ergebnis, das in gutem Einklang stand mit der Proportionalität der Fleckgröße und des Bogenstroms. Jedoch waren die absoluten Beträge sehr verschieden, Schaefer fand 36,7 mg/Amp. sec, Güntherschulze 7,2 mg/Amp. sec, ohne daß prinzipielle Fehler in den Versuchsanordnungen zu finden waren. Der Grund der Verschiedenheit konnte nur in dem Umstand vermutet werden, daß durch das Herumtanzen des Kathodenflecks Quecksilbertröpfchen herausgeschleudert werden, ein Effekt der an dem offen aufgestellten Kathodenbecher Schaefers stark zur Geltung kommen, aber auch bei dem von Güntherschulze benutzten Glasgleichrichter von gewissem Einfluß sein mußte.

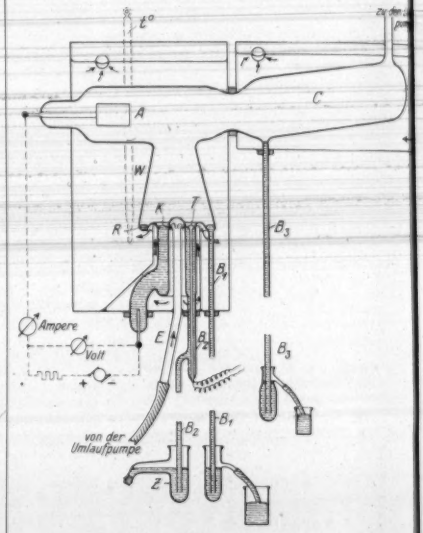


Fig. 1.

Das aus Glas hergestellte Versuchsgefäß (Fig. 1) erhielt daher zur Messung des Spritzquecksilbers eine, die Kathode K konzentrisch umgebende Rinne R [1]), in der sich das an der schwach konischen Wand W herabrinnende *Hg* sammeln mußte und mit Hilfe des barometrischen Abflußrohres B_1 gemessen werden konnte. Nur die annähernd vertikal aufsteigenden und auf die Kathodenoberfläche zurückfallenden Tröpfchen wurden hierbei nicht erfaßt, doch konnten diese vernachlässigt werden, weil die Wahrscheinlichkeit für eine solche Spritzrichtung bei der recht beträchtlichen Tröpfchengeschwindigkeit — es waren bereits Steighöhen von 20 cm bei 10 Amp. Bogenstrom beobachtet worden — nur auf höchstens 2 Proz. zu schätzen war. Auch die annähernd parallel zur Oberfläche fortfliegenden Tröpfchen wurden nicht vollständig erfaßt,

1) K. T. Compton, Phys. Rev. **21**, 266, 1923; Journ. Am. Inst. Electr. Eng. **46**, 1192, 1927; A. Güntherschulze, Zeitschr. f. Phys. **31**, 509, 1925; K. T. Compton und C. C. van Voorhis, Proc. Nat. Ac. Sc. **13**, 336, 1927; R. Seeliger, Physik. Zeitschr. **27**, 22, 1926; ETZ **49**, 853, 1928.

2) H. Stolt, Diss. Upsala 1925.

3) W. Schottky, Physik. Zeitschr. **15**, 872, 1914.

4) J. Langmuir, Gen. Elektr. Rev. **26**, 735, 1923; Science **58**, 290, 1923.

5) Die Untersuchung wurde im Gleichrichter-Laboratorium des Dynamowerks der Siemens-Schuckertwerke ausgeführt.

6) Benö Schaefer, Diss. Darmstadt 1910.

7) A. Güntherschulze, Zeitschr. f. Phys. **11**, 74, 1922.

1) Die Anregung zu dieser Ausführung verdanke ich Herrn Seeliger.

es wurde aber zur Gewinnung von Vergleichswerten darauf geachtet, daß die Kathodenoberfläche immer die gleiche Höhe, etwa 2 mm tiefer wie der Rand, beibehielt. Zu diesem Zweck wurde auch hier eine Barometerröhre B_2 angeschlossen, die in ein Zuflußgefäß Z mit vergrößerter *Hg*-Oberfläche mündete, so daß die Höhe der Spiegel sich nur langsam ändern konnte. Da ein Vorversuch ergeben hatte, daß die Erhitzung der Rohrwand durch die Entladung eine zusätzliche Verdampfung des daran haftenden Spritzquecksilbers bewirkt, so mußte das ganze Entladungsrohr mit Ausnahme der Einschmelzungen und des Kondensationsraumes C, für den ein besonderer Kühlbehälter angefertigt wurde, in ein Wasserbad gebracht werden. Beide Wasserbehälter wurden aus Weißblech gelötet, die Dichtungen bestanden aus Gummiringen, die mit kleinen Flanschen angedrückt wurden. Nur an der unzugänglichen Mündung des Kondensationsraumes wurde zwischen den beiden Wasserbehältern die Dichtung durch einige Lagen Isolierband, das mit dicker Schellacklösung bestrichen war, bewerkstelligt. Um möglichst zu verhindern, daß das Kathoden-*Hg* eine höhere Temperatur als das Wasserbad annahm, wurde die wärmeabgebende Wandfläche noch durch ein konzentrisches Innenrohr I vergrößert. Das durch eine Pumpe in Umlauf gesetzte Wasser wurde bei E dem Wasserbad zugeführt und dann durch Blechrohre so geleitet, daß es zunächst die vom Kathoden-*Hg* berührten Wände bestrich. Danach strömte es in dem Kasten, dessen Vorderseite aus einer eingekitteten Glasscheibe bestand, nach oben und floß durch ein Überlaufrohr über einen heizbaren Behälter zur Pumpe zurück. Durch ein in ein dünnes Glasrohr eingelegtes Thermoelement T, das z. T. in dem Barometerrohr B_2 verlief, konnte die Temperatur der ringförmigen Kathodenoberfläche in gleicher Entfernung von der inneren und äußeren Glaswand gemessen werden. Als Lötstelle diente ein *Hg*-Tropfen, der das kugelförmig erweiterte Ende von 2,5 mm Durchmesser des Glasröhrchens ausfüllte und der die auf etwa 0,1 mm Ø abgeätzten Enden eines Konstantan- und eines Eisendrahtes verband. Durch diese Ausführung war ein guter Wärmekontakt ohne nennenswerte Ableitungsverluste gewährleistet. Die Eichung erfolgte mittels stufenweiser Temperaturänderung des Wasserbades bei ausgeschalteter Entladung. Der an der Kathode gebildete *Hg*-Dampf konnte durch eine 3 cm weite Öffnung in den Raum C übergehen, dessen Wand immer um etwa 40° kälter gehalten wurde als die des Entladungsraumes, so daß kein nennenswerter Gegendruck das Ausströmen behinderte. Die Kondensation war am Eingang von C am lebhaftesten, am anderen Ende, wo eine Gaedesche Diffusionspumpe angeschlossen war, sehr schwach, ein Zeichen, daß der Kondensationsraum nicht zu knapp bemessen war[1]). Das Kondensat floß durch die Barometerröhre B_3 zum Meßgefäß ab.

Die Messungen wurden in der Weise durchgeführt, daß jeweils die Temperatur des Wasserbades und die Stromstärke der Entladung für eine gewisse Zeit sorgfältig konstant gehalten und das Kathodenquecksilber dauernd ergänzt wurde. Die Pumpe hielt während der Versuche ein Vakuum von etwa 10^{-5} mm *Hg*-Säule aufrecht. Die Dauer eines Versuches betrug meist 45 Min. bei 79° C und 120 Min. bei 59,5° C.

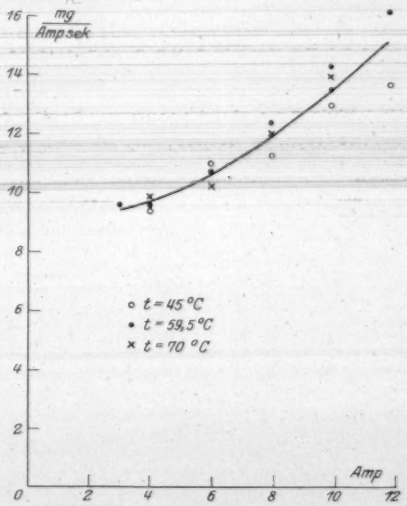


Fig. 2.

Am Ende jedes Versuches wurde das ausgetretene Spritz- und Kondens-Quecksilber gewogen, nachdem auch geprüft worden war, daß der Barometerstand sich nicht geändert hatte, der auf die Meßgenauigkeit von Einfluß sein mußte.

Auf Fig. 2 sind die in der Zeiteinheit übergegangenen Mengen von Spritzquecksilber, dividiert durch den jeweiligen Strom, über letzterem dargestellt. Bei dieser Form der Darstellung hätte man einen zur Abszissenachse parallelen Verlauf der Kurve erwarten müssen, falls Proportionalität der verspritzten Menge mit dem Strom bestünde. Offensichtlich besteht eine solche nicht, d. h. das Spritzen wird mit ansteigendem Strom intensiver. Das Versuchsgefäß erlaubte allerdings nur die Untersuchung eines schmalen

1) Abgesehen von dessen Eintrittsquerschnitt, vgl. weiter unten.

Strombereichs, so daß der Kurvenverlauf für höhere Ströme nicht festzustellen war. Man kann jedoch vermuten, daß der Anstieg der Kurve wieder geringer wird, namentlich von denjenigen Stromwerten ab, bei welchen sich der Kathodenfleck teilt. Da aber die fortgeschleuderte *Hg*-Menge noch von der Größe der Kathodenfläche und von der sonstigen konstruktiven Anordnung in hohem Maße abhängen muß, so ist den im vorliegenden Falle erhaltenen Absolutwerten zunächst nur orientierende Bedeutung beizumessen, die immerhin einen interessanten Vergleich mit den Verdampfungswerten zulassen.

Ein Einfluß der Temperatur des Wasserbades auf die Spritzintensität wurde nicht gefunden, die entsprechend bezeichneten Punkte streuen ohne erkennbare Gesetzmäßigkeit.

Andererseits war dagegen zu erwarten, daß die Temperatur auf die Menge des verdampfenden *Hg* einen erheblichen Einfluß haben würde. Zwar wurde die Kathodenoberfläche, die einen Ring von 7 mm Breite und 25 mm äußerem Durchmesser bildete, absichtlich klein gehalten, doch mußte auch das die Wand *W* bedeckende Spritz-*Hg* an der Verdampfung in beträchtlichem Maße teilnehmen. Es konnte nämlich keine Maßnahme zur Vermeidung dieser störenden Wirkung gefunden werden, die nicht zugleich andere, schwerer zu kontrollierende Störungen verursacht hätte. Dafür war hier mit Sicherheit anzunehmen, daß die Wand *W* bei allen Strombelastungen mit einer gleich großen Menge *Hg* bedeckt war, die sich durch Abfließen überschüssiger Mengen dauernd auf einem gewissen maximalen Betrag hielt. Tatsächlich zeigte sich auch kein merklicher Unterschied in der Dichte der Bedeckung. Wenn es also gelang, den ganzen Entladungsraum auf einer konstanten Temperatur zu halten, so mußte die im Kondensationsraum niedergeschlagene Menge sich aus einem konstanten, nur von dieser Temperatur abhängenden Betrag und aus einem variablen, nur durch die jeweilige Entladungsstromstärke bedingten Betrag zusammensetzen. Dieser Stromanteil rührte offenbar von der hier interessierenden Verdampfung im Ka- thodenfleck her.

Daher wurden auf Fig. 3 die gemessenen und auf die Zeiteinheit bezogenen Kondensatmengen über der Entladungsstromstärke aufgetragen, um durch Extrapolation auf den Strom O den Temperaturanteil ermitteln zu können, der wegen der fehlenden Ergänzung der Wandbedeckung nicht direkt zu erhalten war. Von den gewählten Badtemperaturen konnten natürlich nur diejenigen brauchbare Versuchsreihen ergeben, bei denen der entwickelte Dampf dicht genug war, um durch den Öffnungsquerschnitt des Kondensraumes entweichen zu können. Das war offensichtlich bei 59,5° C nicht und bei 70° teilweise nicht der Fall, wo eine schwache Kondensation an der Wand *W* und vor dem Eingang des Kondensraumes *C* festzustellen war. Erst bei höherer Temperatur konnte der gesamte Dampf abgeführt werden, so daß die bei 79° C aufgenommene Meßreihe allein in Betracht kommt. Hier würde die Extrapolation einen konstanten Temperaturanteil von 28,3 mg/sec und einen dem Strom annähernd proportionalen Anteil von 1,3 mg-Amp. sec ergeben.

Nun ist jedoch noch zu berücksichtigen, daß durch den Entladungsstrom sowohl die Kathodenoberfläche als auch die Wandbedeckung über die Badtemperatur hinaus erwärmt wurden. Mittels des Thermoelements konnte eine recht gute Proportionalität der mittleren Übertemperatur der Oberflächenschicht mit dem Entladungsstrom von nahezu $1 \frac{^0\mathrm{C}}{\mathrm{Amp.}}$ ermittelt werden, während die Rechnung für die Innenfläche der Wand *W* bei einem Gesamtspannungsabfall von 18,5 Volt, also einem Abfall in der Entladungsbahn allein von rund 7 Volt, ferner bei einer Oberfläche von 250 cm², einer Glasdicke von 0,2 cm und einem spezifischen Wärmeleitvermögen des Glases von $0{,}007 \frac{\mathrm{Watt}}{\mathrm{cm^0\,C}}$ etwa $0{,}8 \frac{^0\mathrm{C}}{\mathrm{Amp.}}$ ergibt. Da jedoch die Entladung im Bereich der Wand *W* noch fast lichtlos war, d. h. einen geringeren Gradienten als in dem oberen, leuchtenden Teil aufweisen mußte, und an der Wand *W* in gewissen Fällen, wie erwähnt, auch Kondensation beobachtet wurde, dürfte der wahre Wert der Übertemperatur den errechneten noch unterschreiten. Es ist also zu vermuten, daß die zusätzlichen Verdampfungen an der Wand und an der Kathode wegen der Übertemperaturen trotz ungleich großer Oberflächen größenordnungsmäßig nicht sehr verschieden sein werden. Beide Effekte ändern aber die gemachte Voraussetzung dahingehend, daß der Temperaturanteil der Verdampfung nicht konstant bleibt, sondern mit dem Strom ansteigt. Infolgedessen ist der ermittelte Wert des Stromanteils der Verdampfung von 1,3 mg/Amp. sec bestimmt zu hoch angegeben.

Um auch einen unteren Grenzwert für die gesuchte Verdampfung im Brennfleck zu finden, wurde unter der extremen Annahme, daß die Wand *W* gleiche Temperatur wie die Kathode *K* habe und in gleicher Weise wie diese an der Dampfabgabe beteiligt ist, in einer Versuchsreihe die mittlere Temperatur der Kathodenoberfläche an Stelle der Badtemperatur konstant gehalten. Die auf diese Weise erhaltenen Kondensatwerte ergeben auf Fig. 3 die strichpunktierte Kurve, die einen Punkt mit der Versuchsreihe $t = 79^0$ const gemeinsam hat. Die mittlere Oberflächentemperatur der Kathode wurde jeweils nach Ein-

stellung des Spiegels auf eine solche Höhe gemessen, daß die Lötstelle des Thermoelementes eben von oben sichtbar war. Die kalte Lötstelle befand sich auf Raumtemperatur, die innerhalb des Bereiches von 25 bis 30° C konstant blieb. Die Addition von Raumtemperatur und Thermoelementanzeige betrug bei dieser letzten Versuchsreihe $t_K = 83{,}0°$ C. Obgleich diese Temperaturbestimmung nur als roh angesehen werden muß, so dürfte sie doch im vorliegenden Fall ausgereicht haben, da das Thermoelement auch im ausgetauchten Zustand der kugelförmigen Lötstelle nur wenige Grad mehr anzeigte, so daß die Temperaturübereinstimmung der Oberfläche bei den einzelnen Versuchen auf mindestens 0,5° genau war. Die Badtemperatur t mußte dementsprechend mit steigender Stromstärke gesenkt werden, wie auf Fig. 3 im einzelnen angegeben ist. Infolgedessen mußte auch der Temperaturanteil der Verdampfung wegen der unbekannten Mitwirkung der Wand W mit wachsendem Strom abnehmen und nur in dem vorausgesetzten Grenzfall konstant bleiben. Als Stromanteil würde sich dann in diesem Grenzfall aus der mittleren Kurvenneigung eine negative Verdampfung im Brennfleck von 0,3 mg/Amp. sec ergeben.

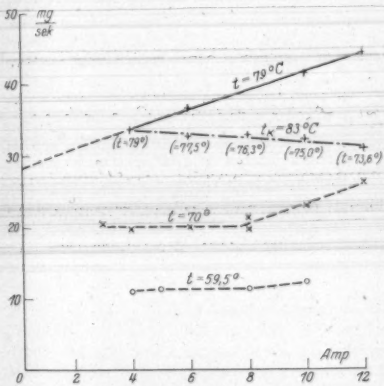


Fig. 3.

Das Ergebnis, daß die Verdampfung im Brennfleck des Quecksilberbogens weniger als + 1,3 mg/Amp. sec und mehr als — 0,3 mg-Amp. sec beträgt, legt nun zunächst die Frage nahe, ob die Verdampfung überhaupt negativ werden, d. h. ob Kondensation im Brennfleck stattfinden kann. Diese Frage muß bejaht werden, denn die *Hg*-Ionen treffen mit Absolutgeschwindigkeiten von etwa $3 \cdot 10^5$ cm/sec auf die Kathodenoberfläche auf, wenn sie den Kathodenfall ohne Stoßverluste passiert haben und erzeugen innerhalb des Brennflecks einen dynamischen Druck, der bis zur Größenordnung von 1 Atm. anwachsen kann, je nach ihrer noch unbekannten Beteiligung am gesamten Kathodenstrom. Einerseits werden also die auftretenden Ionen wegen ihres Eindringens in das flüssige *Hg* nicht selbst sofort wieder verdampfen können, andererseits behindern sie den Dampfaustritt im Brennfleck durch ihren dynamischen Druck. Trotzdem diese vermuteten Effekte vielleicht unvollkommen auftreten — namentlich am Rande des Brennflecks — so ist doch hiernach die Möglichkeit einer „negativen" Verdampfung im Brennfleck nicht von der Hand zu weisen.

Man findet in der Tat durch Schätzung im vorliegenden Falle, daß der wahre Wert der Verdampfung im Brennfleck näher der angegebenen unteren Grenze liegen muß; denn bei der Versuchsreihe $t = 79°$ C sind durch die vorausgesetzte Temperaturkonstanz der Kathode K und der Wand W zwei beträchtliche Vernachlässigungen von anscheinend gleicher Größenordnung begangen worden, während bei der Versuchsreihe $t_K = 83°$ C durch die vorausgesetzte Temperaturgleichheit von W und K nur eine dagegen geringer zu bewertende Abweichung vorliegt.

Es ergibt sich also die volle Berechtigung der von Compton gemachten Annahme, daß die Verdampfung im Brennfleck der Quecksilber-Entladung verschwindend klein ist und bei Aufstellung einer Energiebilanz in erster Annäherung vernachlässigt werden kann.

Bevor nun die erwähnten Meßresultate von Schaefer und Güntherschulze diskutiert werden können, ist noch die Frage zu beantworten: wieviel Quecksilber kann maximal an einer nach außen wärmeisolierten Kathode verdampfen? Auf Grund der in der vorliegenden Arbeit gewonnenen Anschauungen läßt sich dieser Maximalwert jetzt angenähert berechnen, da der bei praktisch kalter, also nicht an der Verdampfung teilnehmenden *Hg*-Kathode durch Wärmeleitung vom Brennfleck an das flüssige *Hg* abgegebene Energiewert zu 2,68 Watt/Amp. einwandfrei gemessen worden ist[1]. Wird diese Energie ausschließlich zur Verdampfung von *Hg* bei schätzungsweise 120° C verbraucht, wo die Verdampfungswärme nach Nernst 305 Watt·sec/gr beträgt, so ergibt sich ein Höchstbetrag von 8,8 mg/Amp.·sec für die Verdampfung an der ganzen Kathodenoberfläche. Bei teilweiser Wärmeabführung durch Kathodenkühlung würde eine entsprechend geringere Menge verdampfen, jedenfalls wird aber, und das ist ein besonders wichtiges Ergebnis, der Dampf an der gesamten Kathoden-

1) A. Güntherschulze, Zeitschr. f. Phys. **11**, 74, 1922.

oberfläche und in verschwindend geringem Maße im Brennfleck erzeugt.

Bei einer gut wärmeisolierten Kathode, wie die in der Anordnung Schaefers benutzte, wird also eine *Hg*-Abnahme nur bis zu 8,8 mg/Amp. sec durch Verdampfung, ein darüber hinausgehender Betrag aber durch mechanisches Herausschleudern von Tropfen verursacht worden sein, ein Vorgang, der durch die schnelle Bewegung des Brennfleckes, verbunden mit dessen dauerndem Eindringen in die Oberfläche leicht zu erklären ist. Schwierigkeiten macht nur die quantitative Erklärung des Schaeferschen Ergebnisses, da dessen Anteil an Spritzquecksilber von 36,7 — 8,8 = 27,9 mg/Amp. sec trotz annähernd gleich großer Oberfläche noch so weit über die in Fig. 2 dargestellten Werte hinausgeht, daß wohl eine zusätzliche Erwärmung durch den Lichtbogen vermutet werden muß.

In der Anordnung von Güntherschulze dagegen war die Spritzwirkung von um so geringerem Einfluß, je tiefer die Quecksilberoberfläche in dem verhältnismäßig engen Kathodenansatzrohr sank. Aber auch die Verdampfung war dort behindert, so daß ein beträchtlicher Anteil der Kathodenwärme an die umgebende Luft übergehen mußte. So wird es verständlich, daß die gemessene *Hg*-Abnahme von 7,2 mg/Amp. sec trotz der übersehenen Spritzwirkung noch unter dem oben errechneten Höchstwert von 8,8 mg/Amp. sec blieb. Im übrigen steht die von Güntherschulze angegebene Verdampfungszahl in keinem merklichen Zusammenhang mit der Verdampfung im Brennfleck und ist für Kathodenbilanzen daher nicht verwertbar.

Natürlich ist auch mit dem vorliegenden Versuchsgefäß die Verdampfung (bzw. Kondensation) im Brennfleck nicht ohne weiteres zu ermitteln, auch dann nicht, wenn durch Verschmälern der ringförmigen Oberfläche die Übertemperatur derselben verringert und damit die Grenzlinien der Fig. 3 beliebig einander genähert werden könnten. Man würde immer nur die resultierende Verdampfung im Fleck einschließlich dessen nächster Umgebung erhalten; denn der Fleck bleibt bei seiner mehr zitternd als fortschreitend zu nennenden spontanen Bewegung relativ lange an ein und derselben Oberflächenstelle. Erst durch magnetisch erzwungenen Umlauf des Fleckes würde man bei fortwährender Steigerung der Umlaufgeschwindigkeit den Einfluß der Erhitzung benachbarter Oberflächenschichten soweit ausschalten können, daß die Aussicht besteht, die vermutete Kondensation im Fleck und mit ihr den Ionenanteil am Kathodenstrom im Brennfleck direkt zu bestimmen. Die an sich interessante Angabe, daß dem hier ermittelten Verdampfungsgrenzwert von — 0,3 mg/Amp. sec ein Ionenstromanteil von 14,4 Proz. entsprechen würde, ist also wegen der vorhandenen störenden Einflüsse ohne Bedeutung.

Durch das Ergebnis, daß die Verdampfung im Brennfleck verschwindend gering ist, wäre an sich die thermische Bogentheorie genügend gestützt, wenn nicht von seiten Comptons und van Voorhis die Berechtigung der in der Einleitung genannten zweiten Vernachlässigung bestritten worden wäre[1]). Gestützt auf eine sorgfältige experimentelle Arbeit[2]), welche die direkte Bestimmung der Neutralisierungswärme von Ionen an Metallwänden zum Ziel hatte, deren Ergebnis aber als Differenz von beträchtlich größeren Werten und wegen der unzureichenden Kenntnis der Wärmekapazität der Sonde als recht unsicher angesehen werden muß, wurde behauptet, daß die Neutralisierung der Ionen bereits in einer Entfernung vom festen Metall erfolge, in der noch kein Wärmekontakt vorhanden ist. Infolgedessen würde die Neutralisierungsenergie ausgestrahlt und weniger als die Hälfte ihres Wertes vom Metall absorbiert. Von dem nach der bekannten Beziehung

$$\varphi_+ + \varphi_- = V_i + L \quad ^3)$$

(V_i = Ionisierungspotential, L = Kondensationswärme, im Voltäquivalent ausgedrückt) für φ_+ errechneten Wert von 10,6 Volt (Argon, Molybdän) wurden dementsprechend nur etwa 1 Volt als Äquivalent der Eintrittswärme der Ionen gemessen.

Da es sich also um beträchtliche Energien handelt, die von einer Ionen absorbierenden Wand ausgestrahlt werden müßten, fragt man sich sofort, ob ein derartiger Effekt nicht sehr auffällig sein müßte. Merkwürdigerweise ist er aber noch nicht beobachtet worden[4]). Daß im photographisch wirksamen Frequenzbereich mit normalem Glasobjektiv keine merkliche Lichtemission festzustellen ist, sollen die Aufnahmen Fig. 4 a—e (Tafel III) zeigen. Hier ist eine schmale Zylindersonde in axialer Draufsicht photographiert, die von einem *Hg*-Bogen von 0,15 Amp. umspült ist (positive Säule). Die Sondenspannungen, bezogen auf das wahre Potential im Lichtbogen[5]), wurden wie angegeben variiert. Die entstehende positive Raumladungsschicht (Fig. 4 a—c) ist wegen ihrer Lichtlosigkeit, die negative Raumladungsschicht

1) Compton und van Voorhis, l. c.

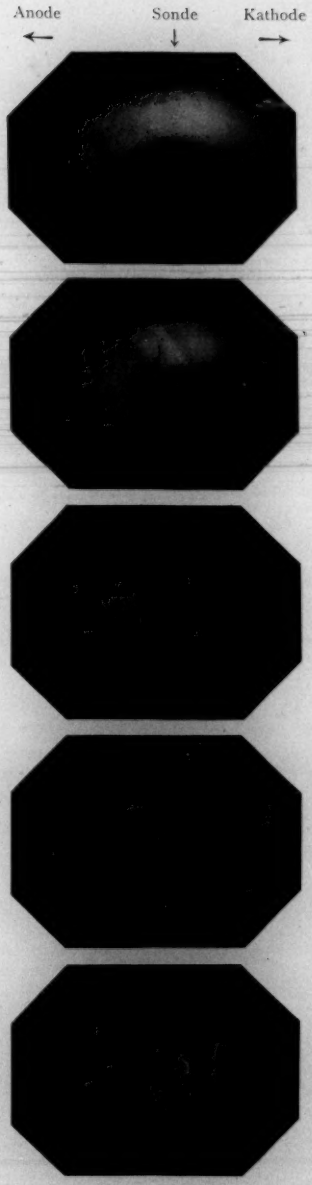
2) C. C. van Voorhis, Phys. Rev. 30, 318, 1927.

3) W. Schottky, Ann. d. Phys. **62**, 143, 1920; W. Schottky u. J. v. Issendorff, Zeitschr. f. Phys. **26**, 85, 1924.

4) Dauvillier, Journ. de Phys. **7**, 369, 1926; F. M. Penning, Physica **8**, 13, 1928.

5) I. Langmuir and H. Mott-Smith jr., Gen. El. Rev. **27**, 449, 1924; J. v. Issendorff, Wiss. Ver. Siem. Konz. **4**, 124, 1925.

Fig. 4. Raumladungsschichten an einer Sonde.



φ_-	3,9	2,6	1,3	0 Volt	durch Feldeinfluß
f	0,69	0,75	0,81	0,87	bei 100 Proz.
	0,63	0,69	0,76	0,83	bei 50 Proz. } absorbiertem Anteil der Neutralisationsenergie
	0,54	0,59	0,66	0,74	bei 0 Proz.

(Fig. 4 e) wegen ihrer gesteigerten Lichtemission deutlich zu erkennen. Die negative Sonde zeigt nur Lichtreflexe an der Stirnfläche, jedenfalls aber keinen Lichtsaum, welcher einen den Sonderquerschnitt ganz umschließenden Kreis bilden müßte. Es wäre sehr erwünscht, wenn analoge Aufnahmen auch noch mit Quarzoptik im Ultravioletten gemacht würden, zu deren Herstellung mir die Mittel fehlten.

Das derzeitige Fehlen eines optischen Nachweises der Neutralisationsstrahlung an der Oberfläche negativer Sonden kann natürlich nicht als Beweis angesehen werden, daß namentlich im kathodischen Brennfleck eine solche Strahlung unterbleibt. Immerhin liegen an der *Hg*-Kathode die Verhältnisse noch insofern für die Ausstrahlung ungünstig, als der Fleck nicht dauernd eine ebene, horizontale Fläche darstellt, sondern fortwährend in den *Hg*-Spiegel kleine Hohlräume einzudrücken sucht. Dadurch wird die freie Energieausstrahlung zugleich mit dem freien Raumwinkel verringert und die vom flüssigen *Hg* absorbierte größer als von Compton vorausgesetzt; d. h. die Neutralisationsenergie der Ionen kann infolgedessen mit mehr als 25 Proz. ihres Wertes zur Erwärmung der *Hg*-Kathode beitragen. Es fragt sich überhaupt, ob nicht die molekulare Rauhigkeit jeder Sondenoberfläche so groß ist, daß der freie Raumwinkel für die Ausstrahlung im Mittel beträchtlich kleiner als der Betrag 2π ist.

Endlich möchte ich noch auf einen offensichtlichen Fehler in der Kathodenbilanz aufmerksam machen, der bei einer unvollständigen Anwendung der Feldtheorie der Elektronenemission entsteht: Wenn die Elektronen-Austrittsarbeit durch starke Felder verringert wird, so ist nicht zu vergessen, daß sich gleichzeitig die Eintrittsenergie der Ionen um denselben Betrag erhöhen muß[1]), denn die Elektronen, die zur Neutralisation dienen sollen, sind jetzt gewissermaßen „billiger" geworden, der Vorgang wird einer räumlichen Rekombination immer ähnlicher. Wird $\varphi_- = 0$, so muß für *Hg*-Ionen $\varphi_+ = V_i + L = 11$ Volt werden.

1) Hier ist die häufig vertretene Anschauung zugrunde gelegt, daß die Neutralisation der Ionen bereits unmittelbar an der Kathodenoberfläche erfolgt. Sollten jedoch die Ionenladungen durch die äußersten Schichten des Kathodenmaterials hindurchzudringen vermögen, so wird die vorliegende energetische Betrachtung wesentlich komplizierter, worauf mich Herr Schottky freundlichst hinwies.

Den Einfluß dieser Umwertung erkennt man am besten, wenn man in der von R. Seeliger angestellten Berechnung[1]), die die bisher allgemeinste Fassung einer *Hg*-Kathodenbilanz darstellt, an Stelle der letzten kleinen Tabelle $\varphi_+ = 0$ (7,1), $f = 0{,}75$ (0,85) die obige Tabelle einsetzt.

In dieser bezeichnet f die Beteiligung der Elektronen am Stromtransport im Brennfleck, die aus Gründen der Trägerneubildung größer als 0,5 sein muß und unter Voraussetzung der anfangs genannten Vernachlässigungen 1. und 3. berechnet ist. Die Vernachlässigung 2. hat nur in der oberen Zeile volle Gültigkeit, während sie in der mittleren Zeile die halbe und in der unteren Zeile gar keine Berücksichtigung gefunden hat. Man erkennt hieraus, daß ein zwingender Grund zur Heranziehung der Langmuirschen Feldtheorie in diesem Falle nicht vorliegt; um so weniger, als ein Absorptionsanteil von nahezu 0 Proz. doch noch als zweifelhaft angesehen werden muß.

Da die Berechtigung der Vernachlässigung 3. in der vorliegenden Arbeit bewiesen worden ist, so bleibt noch die Frage nach der Gültigkeit der Vernachlässigung 1. offen. Diese läßt sich mit Rücksicht auf das oben gebrachte Rechnungsergebnis der Kathodenbilanz auch folgendermaßen formulieren: Beträgt der effektive Kathodenfall für die Ionen tatsächlich 10,3 Volt oder ist er geringer? Auf diese Frage, deren Beantwortung erst in Verbindung mit der Ionisierungsfunktion der emittierten Elektronen eine einigermaßen sichere Entscheidung für und wider die thermische Emissionstheorie aus der Kathodenbilanz geben würde, soll hier nicht näher eingegangen werden. Doch sei noch zum Schluß darauf hingewiesen, daß vielleicht aus folgender Überlegung ein Kriterium für die Art der Elektronenemission an der *Hg*-Kathode gewonnen werden kann. Die elektrostatische Elektronen-

1) R. Seeliger, ETZ **49**, 853, 1928. Eine in dieser Arbeit durchgeführte Maximumdiskussion enthält einen Irrtum, den ich im Einverständnis mit Herrn Seeliger hier berichtigen möchte. Die Größe F (zur Kathode zurückkehrender Anteil der von den Elektronen im Kathodenfall erlangten Energie) muß > 0 sein, wenn $Z < 6{,}7$ Volt, um ein hohes f zu erhalten. Da die Bedingung für Z immer erfüllt ist, hätte für F nicht 0 sondern ein kleiner echter Bruch eingesetzt werden müssen. Der Einfluß dieser Änderung auf die kleineren f-Werte ist aber tatsächlich so gering, daß sich eine allgemeine Korrektur nicht lohnt.

befreiung im Brennfleck erfordert bei einer Stromdichte von über 1000 Amp./cm² sicher eine Feldstärke von mehr als 10^6 Volt/cm, also eine Schichtdicke des Kathodenfalls von weniger als 10^{-5} cm. Eine so kurze Beschleunigungsstrecke für die Ionen würde aber nicht ausreichen, um eine Gegendiffusion neutraler Dampfatome wirksam zu verhindern. Daher erschien auch die einige Jahre anerkannte Verdampfungszahl von 7,2 mg/Amp. sec für den Fleck einigermaßen plausibel und einer Nachprüfung nicht wert. Das Ergebnis des hier mitgeteilten Versuches scheint aber schon eine wesentlich größere Beschleunigungsstrecke für die Ionen zu verlangen. Sollte nun ein exakter Versuch, etwa nach den gegebenen Richtlinien, tatsächlich eine Kondensation im Brennfleck ergeben, so würden dadurch ganz ernsthafte Schwierigkeiten für die Anwendbarkeit der Feldtheorie Langmuirs entstehen.

(Eingegangen 11. Oktober 1928.)

Über den Materialtransport im Eisenbogen.

Vorläufige Mitteilung.

Von H. Schmick und R. Seeliger.

In der vorstehenden Veröffentlichung[1]) hat Hr. v. Issendorff Versuchsergebnisse über die Verdampfung der Kathode des Quecksilberbogens mitgeteilt, die uns für die Theorie der Vorgänge an der Bogenkathode ganz allgemein von grundsätzlicher Bedeutung zu sein scheinen. Es sei daher gestattet, anschließend kurz über einige Messungen am Eisenbogen zu berichten, deren Ergebnisse in derselben Richtung liegen dürften. Sie bilden einen Teil einer umfangreicheren Untersuchung über den Materialtransport im Lichtbogen, mit der wir schon seit längerer Zeit beschäftigt sind.

In der Theorie des Mechanismus der Bogenkathode, wie sie von Compton, Güntherschulze und dem einen von uns in den letzten Jahren entwickelt worden ist, spielt bekanntlich die Aufstellung der Energiebilanz der Kathode die Hauptrolle. Eine der Annahmen, welche der Aufstellung dieser Energiebilanz implizite zugrunde liegen und die bisher ohne nähere Prüfung als richtig betrachtet werden konnte, war die, daß der Materialverlust der Kathode im wesentlichen nur durch neutrale Verdampfung aus dem Brennfleck erfolgt und jedenfalls eine mit der Stromstärke und der Zeit proportionale, für die Entladung charakteristische Größe ist; dieser Materialverlust, bezogen auf die Einheit der Zeit und der Stromstärke, konnte deshalb als eine Konstante in die theoretischen Betrachtungen eingeführt werden. Hr. v. Issendorff hat jedoch in seiner schönen Arbeit für den Quecksilberbogen nachgewiesen, daß jene Annahme nicht zutreffend ist und wir glauben nun aus unseren Untersuchungen am Eisenbogen in derselben Richtung weisende Schlüsse ziehen zu können. Mit Hilfe einer in langwierigen Vorversuchen ausgebildeten Anordnung konnten wir den Materialverlust der Kathode eines Eisenbogens quantitativ bestimmen, und zwar sowohl den Bruttoverlust (durch Wägung) wie den reinen Eisenverlust (durch Titration). Die Verluste sind natürlich abhängig von vielen Faktoren, insbesondere auch von der Art des Gases, in dem der Bogen brennt, sie sind aber — und dies ist hier von Interesse — nicht proportional der Stromstärke und sind vor allem abhängig von der Kühlung der Kathode. So z. B. ergab sich, daß unter sonst genau denselben Bedingungen die Kathode, welche die Form eines zylindrischen, oben in einer gleichmäßigen Schmelzkuppe abgerundeten Stabes hatte, mit zunehmender Stabdicke abnehmende Materialmengen verliert. Man kann diese Befunde wohl nur in demselben Sinn wie die Ergebnisse v. Issendorffs am Quecksilberbogen deuten, nämlich durch die Annahme, daß am Materialverlust der Kathode der Brennfleck jedenfalls nicht allein beteiligt ist, sondern daß die ganze mehr oder minder ausgedehnte Umgebung des Brennflecks dabei mitwirkt, wobei insbesondere mit zunehmender Dicke des Kathodenstabes die Abkühlung durch Wärmeleitung verstärkt wird. Ferner haben unsere Versuche gezeigt, daß es sich ebenso wie im Quecksilberbogen nicht nur um eine neutrale reguläre Verdampfung handelt, sondern um viel verwickeltere Vorgänge, wie z. B. um eine Ausschleuderung von Tröpfchen u. dgl. Das gesamte Versuchsmaterial, seine Diskussion im einzelnen und eine Darstellung der Meßmethodik wird nach Abschluß der noch im Gang befindlichen Arbeit in dieser Zeitschrift erfolgen.

(Eingegangen 11. Oktober 1928.)

1) Phys. Zeitschrift **29**, 857, 1928.

Die Druckverteilung an Körpern in ebener Potentialströmung.

Von Willy Prager.

(Aus dem aerodynamischen Institut der Technischen Hochschule Darmstadt.)

1. Problemstellung, Lösungsmöglichkeiten.

In eine die ganze Ebene erfüllende Potentialströmung (Parallelströmung oder Umlaufströmung) werde ein unendlich langer zylindrischer Körper gebracht, dessen Achse senkrecht zur Ebene der Strömung steht; es soll die Druckverteilung an diesem Körper ermittelt werden. Vorausgesetzt wird die Gültigkeit der Bernoullischen Gleichung

$$p + \varrho/2 \cdot v^2 = p_0$$

an der ganzen Körperoberfläche, so daß die Druckverteilung aus der Geschwindigkeitsverteilung und dem Staudruck p_0 berechnet werden kann.

Kann man das Äußere des Körperquerschnitts auf das Äußere des Einheitskreises konform abbilden, derart, daß der unendlich ferne Punkt erhalten bleibt, so ist die gestellte Aufgabe gelöst, da man die Strömung um einen Kreiszylinder beherrscht. Ist jedoch der Körperquerschnitt nur empirisch (zeichnerisch) gegeben, so ist die quellenmäßige Darstellung der gesuchten Strömung am Platze, die zuerst von Rankine[1]) und in neuerer Zeit von Föttinger[2]) und v. Kármán[3]) mit Erfolg verwendet wurde. v. Kármán behandelt allerdings die räumliche Strömung um Rotationskörper, doch ist seine Methode auch im Fall der ebenen Strömung brauchbar. Der Einfachheit halber mögen die Verfahren an einem symmetrischen Profil erläutert werden, dessen Symmetrieachse die Richtung der ungestörten Parallelströmung hat. Föttinger wie v. Kármán stellen die gesuchte Strömung dar durch Überlagerung der Parallelströmung und einer Strömung, die durch eine Quellenbelegung der Symmetrieachse des Profils erzeugt wird. Föttinger bestimmt durch mechanische Quadratur mittels besonderer „Vektorintegratoren" das Geschwindigkeitspotential bzw. die Stromfunktion dieser Quellenbelegung. Das Ergebnis wird zur Verbesserung der zunächst geschätzten Quellenverteilung benutzt und das Verfahren solange wiederholt bis die gegebene Kontur hinreichend genau mit einer Stromlinie zusammenfällt. v. Kármán dagegen ordnet auf der Symmetrieachse des Körperquerschnitts mehrere Quellstrecken an, deren Ergiebigkeiten so bestimmt werden, daß die Stromlinie $\psi = 0$ durch eine entsprechende Anzahl passend gewählter Punkte der Querschnittsberandung hindurchgeht. An Stelle der Quellstrecken könnte man auch Einzelquellen verwenden, was gerade für die ebene Strömung zweckmäßiger ist. Dieser Methode stehen jedoch, wie v. Kármán selbst bemerkt hat, insofern Bedenken entgegen, als es unter Umständen nicht möglich ist, die Stromfunktion des Außengebietes bis an die Symmetrieachse heran analytisch fortzusetzen, ohne vorher auf Singularitäten zu stoßen, so daß man außer der Quellenbelegung der Symmetrieachse noch weitere Quellen oder Wirbel verwenden muß, deren Lage aber nicht bekannt ist. Mitunter müssen auch auf der Symmetrieachse selbst außer der stetigen Quellenverteilung noch Einzelquellen angeordnet werden, deren Lage ebenfalls zunächst unbekannt ist. Es scheint, daß den reellen Brennpunkten der Querschnittsberandung bei der analytischen Fortsetzung der Stromfunktion eine ähnliche Bedeutung zukommt, wie bei der von Herglotz[1]) behandelten Fortsetzung des Potentials ins Innere der anziehenden Massen.

Wenn man sich auch der strengen Lösung dadurch weitgehend nähern kann, daß man die Stromlinie $\psi = 0$ durch hinreichend viele Punkte der Kontur hindurchzwingt, so ist doch ein Verfahren vorzuziehen, das unmittelbar auf einer strengen Lösung aufbaut. Die geschilderten Schwierigkeiten können vermieden werden, wenn man die Strömung darstellt durch Überlagerung der ungestörten Strömung und einer Strömung, die durch eine Wirbelbelegung der Querschnittsberandung erzeugt wird. Dies hat, wie sich zeigen wird, weiter den Vorteil, daß man unmittelbar die Geschwindigkeitsverteilung an der Körperoberfläche erhält, während die Quellenverteilung auf der Symmetrieachse keine physikalische Bedeutung besitzt.

2. Potentialtheoretische Grundlagen.

Die Stromfunktion eines Wirbels von der Zirkulation c ist:

$$\psi = \frac{c}{2\pi} \cdot \log 1/r ,$$

wo r die Entfernung des Aufpunkts vom Wirbelsitz bedeutet. Die Geschwindigkeitskomponenten v_x und v_y sind mit den ersten Ableitungen der Stromfunktion verknüpft durch:

$$v_x = \frac{\partial \psi}{\partial y}; \quad v_y = -\frac{\partial \psi}{\partial x}$$

1) Rankine: „On plane water-lines in two dimensions" Phil. Trans. 1864.

2) Föttinger: „Die Entwicklung der Vektorintegratoren zur maschinellen Lösung von Potential- und Wirbelproblemen" Zeitschr. f. techn. Phys. 1928. Zusammenfassende Darstellung, dortselbst weitere Literaturangaben.

3) v. Kármán: „Berechnung der Druckverteilung an Luftschiffkörpern" Abh. a. d. aerodyn. Inst. Aachen, Heft 6.

1) Herglotz: „Über die analytische Fortsetzung des Potentials ins Innere der anziehenden Massen." Jablonowski-Preisschrift XLIV, Leipzig 1914.

Da sich die Stromfunktion eines Wirbels von dem logarithmischen Potential eines Massenpunktes mit der Masse c nur durch den Faktor $\frac{1}{2\pi}$ unterscheidet, können bekannte Sätze der Potentialtheorie ohne weiteres übertragen werden. Für das folgende ist von Bedeutung die Unstetigkeit der Normalableitung der Stromfunktion an einer Wirbelschicht; es gelten die Beziehungen[1]) (Fig. 1):

$$-\tfrac{1}{2}\left(\frac{\partial \psi_a}{\partial n_s} - \frac{\partial \psi_i}{\partial n_s}\right) = \frac{w_a - w_i}{2} = \tfrac{1}{2}\mu_s$$

$$-\tfrac{1}{2}\left(\frac{\partial \psi_a}{\partial n_s} + \frac{\partial \psi_i}{\partial n_s}\right) = \frac{w_a + w_i}{2}$$

$$= -\frac{1}{2\pi}\int \mu_t \cdot \frac{\partial (\log 1/r_{st})}{\partial n_s}\, dt$$

wo w_a und w_i die Tangentialkomponenten der Geschwindigkeiten an beiden Seiten der Wirbelschicht sind, und μ_s die auf die Längeneinheit bezogene Zirkulation an der Stelle s bedeutet; die Geschwindigkeiten w sollen dabei als positiv betrachtet werden, wenn sie einer Umströmung des Körpers entgegen dem Uhrzeigersinn entsprechen. Aus den obigen Gleichungen folgt:

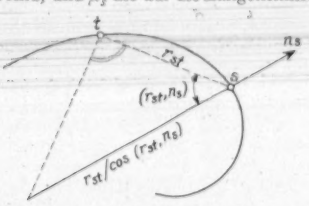


Fig. 1.

$$w_a = \tfrac{1}{2}\mu_s - \frac{1}{2\pi}\int \mu_t \cdot \frac{\partial (\log 1/r_{st})}{\partial n_s}\, dt =$$

$$= \tfrac{1}{2}\mu_s + \frac{1}{2\pi}\int \mu_t \cdot \frac{\cos (r_{st}, n_s)}{r_{st}}\, dt =$$

$$= \tfrac{1}{2}\mu_s + \frac{1}{2\pi}\int \mu_t \cdot K(s,t)\, dt \ldots \quad (1)$$

Der reziproke Wert der Funktion $K(s,t)$ kann für gegebene Punkte s und t aus einer Zeichnung abgegriffen werden.

3. Ersatz der Körperoberfläche durch eine Wirbelschicht.

Wir wollen die Stromfunktion ψ der gesuchten Strömung darstellen in der Form:

$$\psi = \psi_0 + \psi_1,$$

wo ψ_0 der ungestörten Strömung entspricht, also:

$$\psi_0 = u \cdot y \quad \text{oder} \quad \psi_0 = \frac{k}{2\pi} \cdot \log 1/r$$

je nachdem ob die ungestörte Strömung eine Parallelströmung oder eine Umlaufströmung ist. Das Zusatzglied ψ_1 entspricht der Änderung der Strömung durch den Körper und wird bestimmt durch die Bedingungen:

a) ψ_1 ist im ganzen Außergebiet harmonisch,

b) ψ_1 nimmt auf der Querschnittsberandung die Werte $\psi_1 = -\psi_0$ an, da dort ψ verschwinden soll,

c) im Unendlichen verschwindet ψ_1 wie $1/r$ bzw. geht gegen $\frac{c}{2\pi}\log 1/r$, je nachdem ob die Zirkulation um den Körper verschwindet oder den Wert c hat.

Durch Anwendung des Greenschen Satzes erhält man in bekannter Weise:

$$\psi_{1a} = \frac{1}{2\pi}\int \psi_{1s} \cdot \frac{\partial (\log 1/r_{sa})}{\partial n_s} \cdot ds -$$

$$- \frac{1}{2\pi}\int \frac{\partial \psi_1}{\partial n_s} \cdot \log \frac{1}{r_{sa}} \cdot ds \ldots \quad (2)$$

wo r_{sa} von einem Punkt a im flüssigkeitserfüllten Gebiet ausgerechnet werden soll, und n_s die in dieses Gebiet weisende Normale der Querschnittsberandung ist. Die Integrale der rechten Seite sind nur über die Querschnittsberandung zu erstrecken, da die entsprechenden Integrale über die unendlich ferne Begrenzung der Flüssigkeit bei verschwindender Zirkulation gegen $1/r$ gehen und sich im Fall nicht verschwindender Zirkulation nur um Glieder von der Ordnung $1/r$ voneinander unterscheiden. Die Gleichung (2) zeigt, daß die Zusatzströmung erzeugt werden kann durch eine auf der Querschnittsberandung ausgebreitete Wirbelschicht der bezogenen Zirkulation $-\frac{\partial \psi_1}{\partial n_s}$ und eine Doppelwirbelschicht des bezogenen Momentes ψ_{1s}.

Ist weiter ψ_1' eine im Innern der Berandung harmonische Funktion, so gilt:

$$0 = \frac{1}{2\pi}\int \psi_{1s}' \cdot \frac{\partial \left(\log \frac{1}{r_{sa}}\right)}{\partial n_s'} ds -$$

$$- \frac{1}{2\pi}\int \frac{\partial \psi_1'}{\partial n_s'} \cdot \log \frac{1}{r_{sa}} \cdot ds \ldots \quad (3)$$

wo n_s' die innere Normale der Berandung ist. Durch Addition von (2) und (3) erhält man mit $\frac{\partial}{\partial n_s} = -\frac{\partial}{\partial n_s'}$:

$$\psi_{1a} = \frac{1}{2\pi}\int (\psi_{1s} - \psi_{1s}') \cdot \frac{\partial (\log 1/r_{sa})}{\partial n_s}\, ds$$

$$- \frac{1}{2\pi}\int \frac{\partial (\psi_1 - \psi_1')}{\partial n_s} \cdot \log \frac{1}{r_{sa}} \cdot ds \ldots \quad (4)$$

Setzt man $\psi_1' = -\psi_0$, so verschwindet wegen der

1) Vgl. z. B. Sternberg: Potentialtheorie, Sammlg. Göschen Nr. 901, S. 129.

Randbedingung (δ) das erste Integral und es wird:

$$\psi_{1a} = -\frac{1}{2\pi}\int \frac{\partial (\psi_1 + \psi_0)}{\partial n_s} \cdot \log 1/r_{sa} \cdot ds \ldots \quad (5)$$

d. h. die Zusatzströmung kann erzeugt werden durch eine Wirbelbelegung der Querschnittsberandung mit der bezogenen Zirkulation:

$$\mu_s = -\frac{\partial (\psi_1 + \psi_0)}{\partial n_s} = -\frac{\partial \psi}{\partial n_s} = v_s .$$ [1) 2)]

Damit $\psi_1' = -\psi_0$ eine harmonische Funktion des Innengebietes ist, muß die Achse der Umlaufströmung außerhalb des Körperquerschnitts liegen.

4. Aufstellung der Integralgleichung.

Die eingangs gestellte Aufgabe läuft auf die Lösung der ersten Randwertaufgabe für das Außengebiet des Körperquerschnitts hinaus. Zur Berechnung der Druckverteilung ist aber nur die Kenntnis der Geschwindigkeit $v(s) = -\frac{\partial \psi}{\partial n_s}$ nötig, die wir unmittelbar als Unbekannte einführen wollen. Denkt man sich die durch den Körper bedingte Zusatzströmung erzeugt durch eine Wirbelbelegung $v(s)$ der Querschnittsberandung, so ist nach (1):

$$v(s) = -\frac{\partial \psi}{\partial n_s} = -\frac{\partial \psi_0}{\partial n_s} + \tfrac{1}{2} v(s) + \frac{1}{2\pi}\int v(t) \cdot K(s,t) \cdot dt$$

woraus sich für $v(s)$ die Integralgleichung ergibt:

$$v(s) - \int v(t) \cdot C(s,t) \cdot dt = -2 \cdot \frac{\partial \psi_0}{\partial n_s} = 2 v_0(s) \quad (6a)$$

mit $C(s,t) = \frac{\cos(r_{st}, n_s)}{\pi \cdot r_{st}}$.

Zur eindeutigen Festlegung der Lösung $v(s)$ bedarf es noch der Angabe der Zirkulation $Z = \int v(s) \cdot ds$ um den Körper. Der reinen Zirkulationsströmung entspricht die homogene Integralgleichung:

$$v(s) - \int v(t) \cdot C(s,t) \cdot dt = 0 \ldots \quad (6b)$$

Ein besonders einfaches Beispiel bietet der Kreiszylinder. Hier ist der Kern $C(s,t)$ gleich dem reziproken Wert des Kreisumfangs $2\pi\varrho$, also konstant für alle Punkte s und t. Soll die Zirkulation verschwinden, so geht die Integralgleichung (6a) wegen $\int v(t) \cdot C(s,t) \cdot dt = 0$ über in:

$$v(s) = 2 v_0(s),$$

was für den Fall eines Kreiszylinders in einer Parallelströmung mit der Geschwindigkeit u die bekannte Lösung liefert:

$$v(s) = 2u \cdot \sin(n_s, u).$$

Ist die ungestörte Strömung eine Umlaufströmung mit der Stromfunktion $\psi_0 = \frac{k}{2\pi} \log 1/r_a$ (Fig. 2), so kann die Strömung, die um den Kreiszylinder die Zirkulation $Z = -k$ hat, dadurch erhalten werden, daß im Punkte b ein zweiter entgegengesetzt gleicher Wirbel angeordnet wird. Die

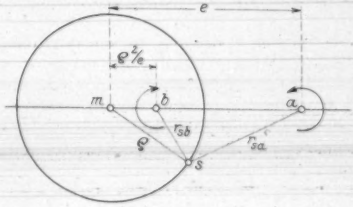


Fig. 2.

Stromlinien sind Kreise, unter denen sich auch der Querschnitt des gegebenen Kreiszylinders befindet. Man erhält für die Geschwindigkeit an der Zylinderoberfläche:

$$v(s) = -\frac{\partial \psi}{\partial n_s} = -\frac{k}{2\pi} \cdot \frac{\partial}{\partial u_s}\left\{\log \frac{1}{r_{sa}} - \log \frac{1}{r_{sb}}\right\} = \frac{k}{2\pi}\left\{\frac{\cos(r_{sa}, n_s)}{r_{sa}} - \frac{\cos(r_{sb}, n_s)}{r_{sb}}\right\} \ldots \quad (7a)$$

während sich aus der Integralgleichung (6a) ergibt:

$$v(s) = -2\frac{\partial \psi_0}{\partial u_s} - \frac{k}{2\pi\varrho} = \frac{k}{2\pi}\left\{\frac{2\cos(r_{sa}, n_s)}{r_{sa}} - \frac{1}{\varrho}\right\} \ldots \quad (7b)$$

Nun ist:

$$r_{sb} = \frac{r_{sa} \cdot \varrho}{e}$$

und nach dem Kosinussatz:

$$\frac{\cos(r_{sa}, n_s)}{r_{sa}} = \frac{\varrho^2 + r_{sa}^2 - e^2}{2\varrho \cdot r_{sa}^2}$$

und

$$\frac{\cos(r_{sb}, n_s)}{r_{sb}} = \frac{\varrho^2 + r_{sb}^2 - \varrho^4/e^2}{2\varrho \cdot r_{sb}^2}$$

woraus die Übereinstimmung der beiden Gleichungen (7) folgt.

5. Die praktische Auflösung der Integralgleichung.

Es liegt der Gedanke nahe, die Integralgleichungen (6) dadurch in ein System linearer

1) Vgl. zu obiger Ableitung Korn: Lehrbuch d. Potentialtheorie, Berlin 1899. S. 180 ff.

2) Dieselbe Tatsache wird bei Prandtl, Tragflügeltheorie I. Nachr. d. K. Ges. d. Wissensch. Göttingen, Math. phys. Kl. 1918, bei etwas allgemeineren Voraussetzungen unter Verwendung der Eulerschen Gleichung bewiesen.

Gleichungen zu verwandeln, daß man das Integral $\int v(t) \cdot C(s,t) \cdot dt$ nach einer der bekannten Formeln zur numerischen Integration auswertet. Wie Nyström[1]) gezeigt hat, eignen sich hierzu besonders die von Tschebyscheff angegebenen Quadraturformeln. Ein Beispiel möge das Verfahren erläutern.

Der zirkulationsfrei umströmte Körperquerschnitt sei die Ellipse:

$$x = 2 \cdot \cos \beta; \quad y = \sin \beta,$$

die ungestörte Strömung sei eine Parallelströmung, die in Richtung der x-Achse verläuft und die Geschwindigkeit u besitzt. Nach den Tschebyscheffschen Formeln wird nun ein Integral berechnet als arithmetisches Mittel der

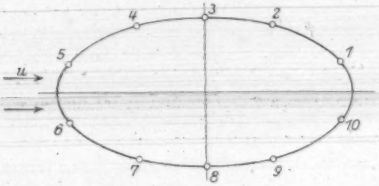


Fig. 3.

Integrandwerte für bestimmte Stellen multipliziert mit der Länge τ des Integrationsintervalls. So ist z. B. bei 5 Ordinaten der Integrand zu bestimmen an den Stellen:

$$t_1 = 0{,}08375\,\tau; \quad t_2 = 0{,}31273\,\tau;$$
$$t_3 = 0{,}50000\,\tau; \quad t_4 = 0{,}68727\,\tau;$$
$$t_5 = 0{,}91625\,\tau.$$

Wegen der Symmetrie wird bei der gestellten Aufgabe die Integration über die zu beiden Seiten der x-Achse liegenden Ellipsenhälften getrennt vorgenommen, so daß zur Bestimmung von $\int v(t) \cdot C(s,t) \cdot dt$ die Werte von $v(t)$ in zehn Ellipsenpunkten bekannt sein müßten. Infolge der doppelten Symmetrie ist aber (Fig. 3):

$$v_1 = v_5 = -v_6 = -v_{10}$$
$$v_2 = v_4 = -v_7 = -v_9$$
$$v_3 = -v_8,$$

wodurch sich die Anzahl der Unbekannten auf drei erniedrigt. Die Bogenlänge der Halbellipse ist $T = 4{,}844$ und daher ist angenähert:

$$\int v(t) \cdot C(s,t) \cdot dt = \frac{4{,}844}{5} \cdot [v_1 \{C(s,1) + C(s,5) - C(s,6) - C(s,10)\}_t + v_2 \{C(s,2) + C(s,4) - C(s,7) - C(s,9)\}_t + v_3 \{C(s,3) - C(s,8)\}_t].$$

Die Punkte 1—10 wurden an einer mit 10 cm als Einheit gezeichneten Ellipse durch genäherte Rektifikation und Einstellung nach den obigen Verhältnissen gefunden. Aus der gleichen Zeichnung wurden die Strecken $1/K(s,t)$ abgegriffen und aus ihnen die Kernwerte $C(s,t)$ berechnet. Zur Kontrolle wurden diese Kernwerte auch analytisch bestimmt, wobei sich zeigte, daß die Zeichengenauigkeit ausreichend ist. Man erhält an Stelle der Integralgleichung (6a) das folgende Gleichungssystem:

$$1{,}0834\,v_1 + 0{,}1062\,v_2 + 0{,}0486\,v_3 = -1{,}2491\,u$$
$$0{,}0684\,v_1 + 1{,}1807\,v_2 + 0{,}1007\,v_3 = -1{,}9396\,u$$
$$0{,}0578\,v_1 + 0{,}1856\,v_2 + 1{,}1157\,v_3 = -2{,}0000\,u$$

Die Lösungen lassen sich bequem durch Iterationen finden zu:

$$v_1 = -0{,}942\,u; \quad v_2 = -1{,}460\,u;$$
$$v_3 = -1{,}501\,u.$$

Sollte durch Angabe der Geschwindigkeit in diesen drei Punkten die Druckverteilung noch nicht genügend genau festgelegt sein, so kann die Geschwindigkeit in weiteren Punkten berechnet werden aus:

$$v_s = 2\,v_{os} + \frac{4{,}844}{5} \cdot [v_1 \{C(s,1) + C(s,5) - C(s,6) - C(s,10)\}_t + v_2 \{C(s,2) + C(s,4) - C(s,7) - C(s,9)\}_t + v_3 \{C(s,3) - C(s,8)\}_t].$$

Die strenge Lösung lautet für die betrachtete Ellipse[1]):

$$v_s = \frac{2\,u \cdot \sin \beta}{\sqrt{\frac{10}{9} - \frac{2}{3} \cos 2\beta}}$$

und es ist:

$$v_1 = -0{,}937\,u; \quad v_2 = -1{,}441\,u;$$
$$v_3 = -1{,}500\,u.$$

Mit Rücksicht auf die geringe Anzahl der eingeführten Unbekannten kann die Genauigkeit der Näherungslösung als befriedigend bezeichnet werden. Werden größere Ansprüche an die Genauigkeit gestellt, so müssen die Tschebyscheffschen Formeln für 7 oder 9 Ordinaten verwendet werden.

Bezüglich des Zeitaufwandes ist folgendes zu bemerken: Am umständlichsten ist die Bestimmung der Kernwerte $C(s,t)$; die Ermittlung der rechten Seiten $2\,v_{os}$ sowie die Auflösung der Gleichungen fällt dagegen kaum ins Gewicht. Da jedoch die Kernwerte nur von der Form des Körperquerschnitts abhängen, können sie

1) Nyström: „Über die praktische Auflösung von linearen Integralgleichungen mit Anwendung auf Randwertaufgaben der Potentialtheorie". Soc. Scient. Fennica, Comm. Phys. Math. **4**, 15, 1928.

1) Witoszynski: La Mécanique des Profils d'Aviation, Paris 1924, S. 13.

zur Berechnung der Geschwindigkeitsverteilung bei den verschiedensten Arten der ungestörten Strömung verwendet werden.

Zusammenfassung.

Die Druckverteilung an einem zylindrischen Körper, der sich in einer ebenen Potentialströmung befindet, kann nach der Bernoullischen Gleichung berechnet werden, wenn die Geschwindigkeiten an der Körperoberfläche bekannt sind. Die durch den Körper bedingte Störung der ursprünglichen Strömung kann erzeugt werden durch eine Wirbelschicht, die auf der Körperoberfläche ausgebreitet ist; die bezogene Zirkulation dieser Wirbelbelegung ist durch die Gesamtgeschwindigkeit an der betr. Stelle gegeben. Man wird so zu einer Integralgleichung zweiter Art geführt, für die eine Näherungslösung gegeben wird.

(Eingegangen 17. Oktober 1928.)

Über die Stromleitung in Hochohmwiderständen und festen Isolatoren.

Von Fritz Regler.

In seiner Arbeit „Bemerkung zur Theorie der Stromleitung in festen Isolatoren“[1]) hat Herr Seeliger die Auffassung vieler Forscher, daß die Stromleitung in festen Isolatoren dem Ohmschen Gesetz gehorcht und die Abweichungen von diesem Gesetz nur scheinbar sind und durch Polarisationsspannungen entstehen, einer kritischen Betrachtung unterzogen und ist zu dem Schlusse gelangt, daß sie über die Vorgänge im Innern des Isolators keine Aufklärung zu geben imstande ist.

Verfasser will nun in vorliegender Arbeit versuchen, eine Erklärung der Abhängigkeit des Leitvermögens der Hochohmwiderstände und festen Isolatoren von äußeren Einflüssen zu geben, wie er sie andeutungsweise schon in einer Arbeit über die Theorie des Kontaktdetektors[2]) gegeben hat, und auf Grund dieser Theorie die Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes überprüfen. Zur Vereinfachung der Ausdrucksweise sei festgelegt, daß wir in Zukunft nur von Hochohmwiderständen sprechen wollen und unter diesem Namen auch die festen Isolatoren verstehen wollen, da ja auch sie keine idealen Nichtleiter sind.

Prinzipiell müssen wir zwischen Widerständen unterscheiden, bei denen das geringe Leitvermögen dadurch erhalten wird, daß metallische Leiter von entsprechender Länge und dünnem Querschnitt verwendet werden, und zwischen solchen, deren spezifisches Leitvermögen sehr gering ist, da bei beiden die Vorgänge verschieden sind.

Von den Vorgängen in metallischen Leitern, die ja wenigstens in groben Zügen als bekannt angesehen werden dürfen, wollen wir bei den folgenden Betrachtungen gänzlich absehen und uns nur mit Körpern befassen, die aus schlecht leitenden oder isolierenden Ionenkristallen aufgebaut sind, die wir Hochohmwiderstände nennen wollen. Genauere Messungen über das elektrische Verhalten dieser Körper sind uns durch eine Anzahl von Arbeiten auf diesem Gebiete bekannt geworden. Wir wollen die von einigen Forschern angegebenen Meßresultate zur Bestätigung unserer Theorie verwenden. Der Kürze wegen werden wir aus der großen Anzahl der auf diesem Gebiete gemachten Messungen nur einige herausgreifen, die uns qualitativ wichtig erscheinen.

Zu den merkwürdigsten Erscheinungen, die uns über Hochohmwiderstände bekannt sind, zählt wohl die, daß sie alle wenigstens hinsichtlich der Spannungs- und Temperaturabhängigkeit ein qualitativ ähnliches Verhalten zeigen, trotzdem wir wenigstens bei manchen genau wissen, daß die Stromleitung in ihnen durch Ionen erfolgt, während wir bei anderen wieder von der Stromleitung durch Elektronen oder durch Elektronen und Ionen überzeugt sein können. Wir müssen also Eigenschaften ausfindig machen, die allen Hochohmwiderständen eigen sind, um ihr Verhalten erklären zu können.

Um Irrtümer aufzuklären, sei hier gleich vorweggenommen, daß das Auftreten von Polarisationserscheinungen allein noch nicht als Beweis dafür gelten kann, daß die Stromleitung in einem Körper durch Ionen vor sich geht, obwohl das Auftreten von Gegenspannungen eine Leitung durch Ionen selbstverständlich nicht ausschließt. Um sich eine Aufklärung über den Leitungscharakter wenigstens einiger Substanzen verschaffen zu können, sei auf die Zusammenstellung in einer diesbezüglichen Arbeit von Smekal[3]) verwiesen. Smekal versucht in der eben zitierten Arbeit, den Mechanismus der Stromleitung in Ionenkristallen sowohl für den Fall der Ionen- als auch der Elektronen- und gemischten Leitung aufzuklären. Nun scheint es aber dem Verfasser, daß die Leitfähigkeit von Substanzen, deren Bausteine Ionenkristalle sind, nicht allein von der Anzahl der zur Verfügung stehenden Elektrizitätsträger bzw. von der Größe der Beweglichkeiten derselben abhängt, sondern auch in hohem

1) R. Seeliger, Physik. Zeitshr. **29**, 489, 1928.
2) F. Regler, Physik. Zeitschr. **29**, 429, 1928.
3) Smekal, Zeitschr. f. techn. Phys. **8**, 561 ff., 1927.

Maße von den Übergangswiderständen, die zwischen den einzelnen Kristallen bestehen. Durch diese Übergangswiderstände zwischen den einzelnen Mikrokristallen wird das Leitvermögen eines Hochohmwiderstandes sehr vermindert, so daß man einerseits den Einheitszellen eine relativ höhere Leitfähigkeit zuschreiben muß, als ihnen aus makroskopischen Messungen zukommen sollte, man aber andererseits die Änderung des Leitvermögens unter dem Einflusse äußerer Veränderungen nicht nur auf Vermehrung bzw. Verminderung der Zahl und Beweglichkeiten der Elektrizitätsträger, sondern auch auf Veränderungen der Übergangswiderstände zurückführen muß. Nach der Meinung des Verfassers ist die von Smekal ausgearbeitete Theorie der Stromleitung in Ionenkristallen qualitativ begründet, für quantitative Angaben über Zahl und Größe der Elektrizitätsträger, sowie über die Abhängigkeit derselben von äußeren Einflüssen müßten aber die Übergangswiderstände zwischen den einzelnen Kristallflächen Berücksichtigung finden. Die große Bedeutung der Übergangswiderstände an sich lose berührenden, blankpolierten Flächen ist uns durch die Arbeiten von Rottgardt[4]) und Waszik[5]) über den Johnson-Rahbek-Effekt bekanntgeworden. Nach diesen Arbeiten können durch Vergrößerung des Druckes der beiden Kontaktflächen aufeinander Leitfähigkeitsverbesserungen von der Größenordnung 10^8 erzielt werden. Es liegt nun der Gedanke nahe, qualitative Erwägungen darüber anzustellen, ob die Annahme einer Leitfähigkeitsverbesserung durch Erhöhung des Kontaktdruckes zur Erklärung der bisher experimentell bekannten Messungen an Hochohmwiderständen herangezogen werden kann.

Es ist klar, daß die Erhöhung der Leitfähigkeit durch Kontaktdruckerhöhung unabhängig von der Art des Elektrizitätsträgers sein muß. Dennoch kann es unter Umständen möglich sein, daß Vorgänge im Innern der Einheitskristalle die Leitfähigkeit derselben so verschlechtern können, daß die Leitfähigkeitsverbesserung infolge Verkleinerung der Übergangswiderstände durch die Vorgänge im Kristallinnern wieder aufgehoben oder gar übertroffen wird.

Sind diese Übergangswiderstände für die Größenordnung der Leitfähigkeit von ausschlaggebender oder merklicher Bedeutung, so müssen rein mechanische Veränderungen des zu untersuchenden Materials, sowie chemische Veränderungen der Oberflächen der Einheitskristalle eine wesentliche Veränderung der Leitfähigkeit bedingen, welche dann im Verein mit den von Smekal angenommenen Veränderungen als Leitfähigkeitsänderung nach außen in Erscheinung treten muß.

Die bisherigen Erfahrungen lassen auch tatsächlich, wenigstens für Ionenleiter, eine solche Leitfähigkeitszunahme bei Pressung der Materialien als wahrscheinlich erscheinen. Für den gemischten Leiter β — Ag_2S ist das sogar sicher[3]). Auch an NaCl wurde von A. Joffé und E. Zechnowitzer[3]), sowie von Seelen[3]) bei mechanischer Beanspruchung eine Erhöhung der Leitfähigkeit gefunden. Wenn auch nach Untersuchungen Smekals eine Erhöhung der leitungsfähigen Ionenzahl als erwiesen anzusehen ist, so ist es dennoch wahrscheinlich, daß auch die Verkleinerung der Übergangswiderstände bei der Deformierung einen beträchtlichen Anteil an der Vergrößerung des Leitvermögens hat.

Aber nicht nur Verformungen, sondern auch Verunreinigungen durch Fremdbeimengungen, hauptsächlich solcher, die mit der Grundsubstanz keine Mischkristalle bilden, und Korngrößenverminderung können wenigstens bei Ionenleitern eine Erhöhung der Leitfähigkeit bewirken. Sind solche Fremdbeimengungen in geringen Mengen, 0,1 bis 1 Proz., vorhanden, so können sie die Leitfähigkeit wesentlich erhöhen, ohne selbst an der Stromleitung teilzunehmen. Tubandt[3]) zeigt an $PbCl_2$ + 0,1 Proz. KCl, daß durch diese Beimengung das Leitvermögen auf das 47fache wächst, ohne daß das KCl an der Stromleitung teilnimmt. Aber auch in elektronenleitenden Substanzen können kleine Beimengungen eine Leitfähigkeitserhöhung bedingen, wie Königsberger[3]) an Lenard-Phosphoren zeigt. Auch an PbS kann man eine Leitfähigkeitserhöhung durch kleine Beimengungen von Ag_2S auf indirektem Wege wahrnehmen. Nach Strachan verbessern solche Beimengungen wesentlich die Detektorwirkung von PbS. Da aber nach Meinung des Verfassers eine Verbesserung der Detektorwirkung gleichzusetzen ist mit einer Erhöhung der Leitfähigkeit des Kristalles für jene Halbwellen des Stromes, unter deren Einfluß die Kristalle gedehnt werden, da die komprimierten Kristalle ihren Anteil an der Stromleitung kaum merklich erhöhen werden, so muß der Zusatz von Ag_2S die Leitfähigkeit des PbS erhöhen. PbS ist aber nach Ansicht von Joffé und Mitarbeitern[3]) ein reiner Elektronenleiter. Aus der Literatur ist zu ersehen, daß kleine Beimengungen die Leitfähigkeit der Ionenleiter immer, die der Elektronenleiter unter Umständen erhöhen. Die Ursache dieser Leitfähigkeitserhöhung liegt aber, nebst anderen Einflüssen auf die Zahl und Beweglichkeit der Elektrizitätsträger, wieder in der Verminderung der Über-

4) Rottgardt, Zeitschr. f. techn. Phys. **2**, 315, 1921.

5) Waszik, Zeitschr. f. techn. Phys. **5**, 29, 1924.

Einfluß verschiedener Gase auf den Widerstand von Karborundumstäben bei Stromdurchgang.

Stab	Widerstand in Ohm		Gas	Zunahme des Widerstands in Proz.	Glühzustand des Stabes
	Anlieferung	nach 30 Minuten bei 1,5 A			
1	188,5	4390	O_2	2330	Helle Gelbglut
2	223,3	405	Luft	81	Kirschrot
3	190,1	195	N_2	2,6	Beginn der dunklen Rotglut

gangswiderstände, die durch die Zwischenlagerung dieser Fremdkörper zwischen die Kristalle bedingt ist. Daß trotz der Verminderung der Übergangswiderstände die Leitfähigkeit mancher Elektronenleiter durch Fremdbeimengungen sinkt, dürfte seine Ursache darin haben, daß die Verminderung der Elektronenbeweglichkeit infolge der Fremdkörperbeimengungen eine Widerstandserhöhung bedingt, die so groß ist, daß sie die Leitfähigkeitserhöhung durch Verminderung der Übergangswiderstände aufhebt oder übertrifft. Bei Korngrößenverminderung, aber namentlich beim Übergang vom Einzelkristall zum Kristallkonglomerat, wurde, wie v. Hevesy[3]) bei $NaNO_3$ fand, eine Leitfähigkeitserhöhung um das 30—50fache gefunden. Ein Hauptgrund dieser Leitfähigkeitserhöhung kann aber wieder in den Übergangswiderständen gesucht werden, da bei Einkristallen jedenfalls ganz plane Flächen aufeinander zu liegen kommen, deren Übergangswiderstand ohne merklichen Druck sehr hoch ist, während bei Kristallkonglomeraten verschiedene Zwischenlagerungen, sowie Kanten und Spitzenkontakte, einen besseren Kontakt bedingen können. Für Elektronenleiter können diese Zwischenlagerungen wieder ein so hohes Bewegungshindernis bedeuten, daß das gesamte Leitvermögen gegenüber dem Einkristall sinkt.

Verlegen wir die Ursache der Variabilität des Leitvermögens in die Übergangsstellen der Kristalle, so muß auch eine Erhöhung der Übergangswiderstände, also z. B. eine Oxydation der Kristallflächen, eine Verschlechterung des Leitvermögens zur Folge haben, wie dies tatsächlich aus der Tabelle hervorgeht[6]). Die starke Widerstandserhöhung in O_2 läßt deutlich auf eine Oxydation der Oberflächen der Einheitskristalle und eine dadurch bewirkte Erhöhung der Übergangswiderstände schließen.

Am deutlichsten sichtbar wird die Verminderung der Übergangswiderstände bei der Leitfähigkeitserhöhung mit steigender Temperatur. Sind die Übergangswiderstände an und für sich nicht mehr sehr groß, wie bei einem vielkristallinen Aggregat, so muß auch der Temperaturkoeffizient kleiner werden als bei Einkristallen. Dies wurde aber tatsächlich laut Smekal gefunden[3]). Der negative Temperaturkoeffizient dieser Substanzen hat eben seine Hauptursache in der Verkleinerung der Übergangswiderstände bei der Vergrößerung des Druckes der Kristalle aufeinander, welch letzterer wieder durch die Dehnung der Kristalle unter dem Einfluß der Temperatur bedingt ist. Nach Alberti und Günther-Schulze[7]) beträgt der negative Temperaturkoeffizient von Hochohmwiderständen nicht ganz 1 Proz. pro Grad. In obengenannten Arbeiten (7, 8) sind auch Zahlenwerte über Temperaturkoeffizienten bestimmter Widerstandsmaterialien zu finden. Eine schöne Zusammenstellung des bezüglichen Formelmaterials finden wir in der Arbeit von Smekal[3]).

Unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes sind aber, wie auch Smekal[3]) annimmt, die Ionenkristalle Verformungen ausgesetzt. Diese Verformungen werden sich in Dehnungen sowie Kompressionen der Kristalle äußern. Die Erhöhung des Übergangswiderstandes zwischen den gepreßten Kristallen wird aber im Vergleich zur starken Erniedrigung desselben bei den gedehnten Kristallen nicht ins Gewicht fallen, so daß unter dem Einfluß eines Feldes die Leitfähigkeit von Substanzen, die aus Ionenkristallen aufgebaut sind, wesentlich erhöht werden wird. Solche Leitfähigkeitserhöhungen in Abhängigkeit von der Feldstärke werden aber bei allen Hochohmwiderständen und festen Isolatoren gefunden. Exakte Angaben über die Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Feldstärke finden wir in den unter 3, 7 und 8 zitierten Arbeiten. Die Leitfähigkeitserhöhung mit der Erhöhung der Temperatur bzw. Feldstärke tritt sowohl bei Ionen- als auch bei Elektronen- und gemischtleitenden, aus Ionenkristallen aufgebauten Substanzen, auf.

Selbstverständlich werden zu der Leitfähigkeitserhöhung unter dem Einfluß von Temperatur und Spannung auch die von Smekal angenommenen Veränderungen ihren Teil beitragen.

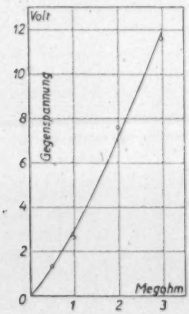
Daß solche, durch hohe Übergangswiderstände getrennte Kristalle gegeneinander Kapa-

6) Entnommen einer Arbeit von Retzow. Zeitschr. f. techn. Phys. **6**, 41 ff., 1925.

7) Alberti und Günther-Schulze. Zeitschr. f. techn. Phys. **6**, 11 ff., 1925.

zität besitzen müssen, ist wohl klar. Es wurde auch tatsächlich von Alberti und Günther-Schulze[7]) an Silitwiderständen eine verteilte Eigenkapazität gefunden, die bei Frequenzen $\nu \geqq 214000$ einen phasenverschobenen Strom bedingt, der von gleicher Größenordnung wie der Wirkstrom ist.

Auch das Bestehenbleiben der Polarisationsspannung an Hochohmwiderständen läßt auf einen variablen Übergangswiderstand zwischen den Kristallen schließen, da die an die Enden des untersuchten Widerstandsstabes geführten Ladungen, gleichgültig, ob es sich dabei um Ionen- oder Elektronenleiter handelt, nach Abnehmen der angelegten Spannung infolge der dadurch wieder erhöhten Übergangswiderstände sich sehr schwer über den Widerstand ausgleichen können und daher eine gewisse Zeit bestehen bleiben. Sind die Übergangswiderstände sehr groß, so wird auch der Gesamtwiderstand der Substanz sehr groß sein und die Polarisationsspannung sehr schwer zurückgehen können. Tatsächlich wurde auch die Höhe der Polarisationsspannung als Funktion der Widerstandsgröße von Retzow[6]) gefunden. Die Figur zeigt diese Abhängigkeit.



Gegenspannung hochohmiger Widerstände in Abhängigkeit von der Größe des Widerstandes[7]).

Nach diesen kurzen Erörterungen ist wohl ohne weiteres klar, daß die Stromleitung in Hochohmwiderständen und festen Isolatoren dem für metallische Leiter aufgestellten Ohmschen Gesetz nicht gehorchen kann. Das Ohmsche Gesetz setzt ja bekanntlich Strom und Spannung in eine lineare Beziehung zueinander, das heißt aber, daß der Widerstand eine Materialkonstante ist und daher bei gleicher Temperatur spannungs- und stromunabhängig sein muß. Sowohl nach der Annahme von Smekal als auch nach der des Verfassers oder auch bei Zugrundelegung eines Zusammenwirkens beider Annahmen muß aber der Widerstand des Körpers spannungsabhängig sein, was zur Folge hat, daß für diese Körper das Ohmsche Gesetz nicht gelten kann. Da die Höhe der Polarisationsspannung aber vom Leitungsmechanismus stark beeinflußt wird, so ist es verständlich, daß gewisse Forscher die Meinung vertreten, die Polarisationsspannung an sich bedinge die Abweichung vom Ohmschen Gesetz, also die Abhängigkeit des Widerstandes von der Feldstärke, eine Ansicht die nach der vom Verfasser aufgestellten Hypothese nicht richtig erscheint.

Nach der vom Verfasser angenommenen Hypothese kann selbstverständlich kein linearer Spannungsabfall längs des Leiters stattfinden, sondern er wird sprungweise bei jedem Übergangswiderstand erfolgen und im Einheitskristall gleichmäßig fallen. Makroskopisch sind diese Sprünge natürlich nicht wahrnehmbar, so daß man für das mittlere Leitvermögen der Einheitszelle im allgemeinen zu niedrige Werte bekommt, als deren Folge falsche Schlüsse über die Anzahl und Beweglichkeiten der Elektrizitätsträger auftreten müssen. Auch für die Größe der Veränderung der Zahl und Größe der Beweglichkeiten der Ionen bzw. Elektronen in Hochohmwiderständen unter dem Einfluß äußerer Einwirkungen (Temperaturerhöhung, elektrische Felder usw.) wird man durch die Vernachlässigung der Übergangswiderstände zu hoch gegriffene Werte bekommen.

Aus unserer Annahme ist ersichtlich, daß die Spannungs- und Temperaturabhängigkeit der Hochohmwiderstände nicht für alle diese Substanzen gleich groß sein kann, da nebst den von Smekal[3]) angenommenen Variabilitäten auch noch die Größe der Übergangswiderstände im Normalzustand der Substanz von Bedeutung sein muß. Sind die Übergangswiderstände infolge starker Pressung oder kantiger Anlagerung der Kristalle von vornherein gering, so werden Temperatur- und Feldstärkeerhöhungen das Leitvermögen nicht wesentlich mehr verbessern können, da die Übergangswiderstände nicht mehr merklich verkleinert werden können. Sind sie aber sehr hoch, so wird auch der Temperatur- und Spannungskoeffizient relativ groß werden. Solche Verschiedenheiten des Spannungskoefffizienten sind von Alberti und Günther-Schulze[7]) tatsächlich beobachtet worden. Gerade dieser Umstand, dem auch bei den Angaben der Leitfähigkeitserhöhung durch andere als Temperatur- und Spannungseinflüsse Rechnung getragen werden muß, kann als Stütze für die im vorhergehenden vertretene Hypothese gelten.

Zusammenfassung.

Verfasser versucht in knapper Darstellung eine Theorie über den Mechanismus der Strom-

leitung in Hochohmwiderständen und festen Isolatoren aufzustellen, und vergleicht die aus der Annahme folgenden Schlüsse mit der Erfahrung und zeigt die Übereinstimmung mit ihr. Die Ursache der Widerstandsänderung in Abhängigkeit von der Spannung ist unter anderem in den Größenveränderungen der Einheitszellen zu suchen, die diese unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes erleiden, da Verfasser einen großen Teil des Widerstandes in die Übergangsstellen zwischen den Mikrokristallen verlegt. Nach dieser Annahme hat für diese Substanzen das Ohmsche Gesetz keine Gültigkeit mehr. Es gelten vielmehr für diese Körper eigene, zum Teil schon experimentell gefundene Gesetze, die Verfasser in einer später erscheinenden Arbeit mittels seiner Hypothese zu erklären versuchen wird.

(Eingegangen 23. August 1928.)

Über Adsorption.

Von Marie-Therese Isselstein.

§ 1. Einleitung.

Die Beantwortung der Frage nach der Zahl der Molekülschichten, die sich bei der Adsorption niederschlagen, ist Gegenstand einer großen Reihe von Arbeiten gewesen.

Bei den Anilinfarbstoffen ist die Zahl der adsorbierten Schichten stets klein, bei Dämpfen dagegen vielfach sehr groß gefunden worden, während Gase weit über ihrem Kondensationspunkte die Oberfläche nur zum kleinsten Teil bedecken. Vielfach wurde als Adsorbens Kohle gewählt, zur Feststellung deren Oberfläche noch kein eindeutiges Verfahren besteht, oder es wurden Glasfäden usw. enggeschichtet als Adsorbens benutzt.

Gegen die letzteren Versuche läßt sich vielfach das Bedenken erheben, daß deren Oberflächen vielleicht nicht frei von Gasen waren, wodurch die Verhältnisse ganz unübersichtlich werden.

Die vorliegende Arbeit, welche den wesentlichen Inhalt meiner der philosophischen Fakultät der Universität Münster i. W. eingereichten Dissertation enthält, wurde unternommen, um die Adsorption von Dämpfen an wohldefinierten Glasoberflächen zu messen. Es wurden untersucht Schwefelkohlenstoff, Pentan und Chloroform.

§ 2. Herstellen des Glaspulvers und Bestimmen der Oberfläche desselben.

Zur Herstellung des Glaspulvers benutzte ich denselben Weg, wie ihn G. C. Schmidt und F. Durau[1]) beschritten haben. Das Glas wurde im Stahlmörser zerkleinert und durch ein Sieb mit der Maschenzahl 310 pro qcm gesiebt und so von den gröbsten Teilchen befreit. Dann wurden die Stahlsplitterchen mittels Magneten beseitigt und das Pulver durch ein Netz von der Maschenzahl 4900 pro qcm vom feinsten Glasstaub befreit. Darauf wurde es mit Salzsäure behandelt, um es von fremden Bestandteilen zu reinigen, und nach vielfachem Spülen und Schlemmen mit Aq. dest. bei 160° getrocknet. Das Spülen geschah sehr sorgfältig, da die Salzsäure nicht leicht zu entfernen ist. Um die Oberfläche einer bestimmten Menge dieses Pulvers festzustellen, verfuhr ich folgendermaßen:

Fr. Schelte[2]) hat gezeigt, daß bei der Sättigung 1 qcm Schottsches Bleiglas — dies war auch das zu meiner Untersuchung benutzte Glas — eine bestimmte Menge von Äthylviolett und Diamantfuchsin adsorbiert. Danach kann die Oberfläche berechnet werden durch Feststellung der vom Glaspulver adsorbierten Farbstoffmenge und Vergleichen des so gewonnenen Resultates mit den von Schelte für eine bestimmte Oberfläche bei Sättigung gefundenen Werten. Zur Messung der adsorbierten Menge benutzte ich das Krüssche Polarisationskolorimeter. Sämtliche Gefäße, Meßzylinder usw., die für die Farbstofflösungen gebraucht wurden, wurden mit schwarzem Papier überzogen, um ein Altern der Lösungen im Lichte zu vermeiden.

Der Gang einer Bestimmung war folgender: In einem Erlenmeyerkölbchen wurden etwa 11 g Glaspulver abgewogen und mit 15 ccm Farbstofflösung einer bestimmten Konzentration übergossen. Die Vergleichslösung wurde auf $^1/_{640}$ verdünnt, da im Krüsschen Polarisationskolorimeter mit sehr verdünnten Lösungen zu arbeiten ist. Nach kurzem Schütteln — das Adsorptionsgleichgewicht stellte sich, wie durch einige Versuche geprüft wurde, fast unmittelbar ein — wurden aus dem Kölbchen 5 ccm abpipettiert und so verdünnt, daß sie die gleiche Konzentration wie die Vergleichslösung gehabt hätten, falls nichts adsorbiert worden wäre. Die Zylinder des Kolorimeters wurden nun mit den beiden Lösungen bis zur Marke 100 gefüllt und von der Vergleichslösung abgelassen, bis beide Gesichtsfelder gleiche Helligkeit zeigten. Es ergaben sich auf diese Weise folgende Werte für die Oberfläche:

Die Werte für die Oberflächen (siehe letzte Spalte in den Tabellen) stimmen genügend untereinander überein. Nimmt man das Mittel, so er-

1) G. C. Schmidt u. F. Durau, Zeitschr. f. phys. Chemie **108**, 128, 1923.

2) Friedrich Schelte, Zeitschr. f. phys. Chemie **114**, 394, 1925.

gibt sich die Oberfläche von 1 g Adsorbens zu 379,6 qcm.

Tabelle I. Äthylviolett.

Konzentration	Farbstoffmenge in 15 ccm Lösung in 10^{-4} g	Prozente der Adsorption	Adsorbierte Menge in 10^{-4} g	Berechnete Oberfläche pro g
1/2	67,5	8,86	5,9804	379,39
1/4	33,75	17,93	6,0513	391,25
1/8	16,875	34,81	5,8743	368,49
1/16	8,44	53,25	4,4943	353,46

Tabelle II. Diamantfuchsin.

Konzentration	Farbstoffmenge in 15 ccm Lösung in 10^{-4} g	Prozente der Adsorption	Adsorbierte Menge in 10^{-4} g	Berechnete Oberfläche pro g
1/2	57,0	7,13	4,0641	379,43
1/4	28,5	13,89	3,9585	379,83
1/8	14,25	29,24	4,1667	363,2
1/16	7,125	51,48	3,6679	395,7
1/32	3,5625	88,17	3,1411	442,31

§ 3. Methode und Apparatur zur Bestimmung der Adsorption.

Um das Pulver von fremden adsorbierten Gasen, vor allem Wasserdampf, zu befreien, wurde das gut getrocknete Pulver mit der zu adsorbierenden Substanz, z. B. CS_2, in flüssigem Zustand übergossen. Man kann jetzt mit Sicherheit annehmen, daß der Schwefelkohlenstoff die adsorbierten Stoffe löst und so eine enge Berührung der Oberfläche mit CS_2 stattfindet. Pumpt man jetzt aus, so verdampft der Schwefelkohlenstoff und es bleibt der Dampfdruck konstant, so lange noch Flüssigkeit vorhanden ist. Pumpt man noch weiter aus, so sinkt der Druck und es stellt sich ein Gleichgewicht ein zwischen dem Dampf in der Gasphase und der adsorbierten Menge. Wird jetzt das Adsorbens gewogen, so gibt die Gewichtszunahme die adsorbierte Menge an. Man wiederholt dies Verfahren bei verschiedenen Drucken und stellt so die Isotherme der Adsorption fest.

Da die Versuche mit Schwefelkohlenstoff, Pentan usw. ausgeführt werden sollten und diese Substanzen Gummi und Fett angreifen, so mußten diese Stoffe bei der Konstruktion des Apparates vermieden werden. Es kamen daher nur Quecksilberverschlüsse in Anwendung. Die Fig. 1 gibt den Apparat wieder.

Das Glaspulver befindet sich in einem Glasröhrchen A, das 3 cm lang ist und etwa einen Durchmesser von 1 cm hat. Es ist mit einem Glasschliff geschlossen. Der überfallende obere Schliff ist ausgezogen und in einen Haken umgebogen, der das Aufhängen ermöglicht. Das Adsorptionsgefäß wird in den etwa 30 cm hohen im Durchmesser 5 cm weiten Kolben K gebracht. Dieser ist von unten mit einem Gummikorken verschlossen, in dem in der Mitte ein Glasrohr als Führung für das Adsorptionsgefäß eingelassen ist. Außerdem ist der Korken dreifach durchbohrt. Durch eine Bohrung wird mittels Glasrohr, das mit dem Hahn H_2 versehen ist, Quecksilber zugeführt, um den Dampf von dem Gummi abzuschließen. Durch die beiden anderen sind Stahlnadeln geschoben, die durch Glasumhüllungen von dem Quecksilber isoliert sind. Die Enden der

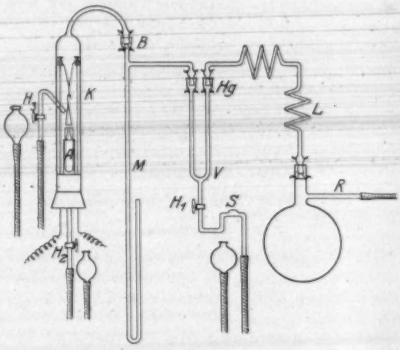


Fig. 1.

Stahldrähte bestehen aus Polklemmen; diese sind durch einen Silberdraht, auf dem der obere Schliff des Adsorptionsgefäßes hängt, verbunden. An die Stahlnadeln kann eine Spannung von 6 Volt angelegt werden, um den Silberdraht durchzuschmelzen. Der Kolben K, in dem sich das Adsorptionsgefäß befindet, ist durch ein mit dem Schliffe B versehenes Rohr mit dem Quecksilbermanometer M verbunden, dies steht in Verbindung mit der U-förmigen Röhre eines Quecksilberverschlusses V. Unten an V ist ein Hahn H_1 angebracht, um den Zufluß des Quecksilbers regeln zu können. Zwischen dem Hahn H_1 und dem Gummischlauch des Quecksilberreservoirs ist ein S-förmiger Bogen S eingeschaltet, der oben eine kuppelartige Erweiterung trägt, um etwaige, beim Heben und Senken des Reservoirs durch die Wände des Schlauches eingetretene Luft aufzufangen. Der rechte Schenkel des Quecksilberverschlusses führt zu einer Vorlegeflasche, um in möglichst gleichmäßigem Strom auspumpen zu können. Vorlegeflasche und Verschluß sind, um die Elastizität des Apparates zu erhöhen, durch zwei im rechten Winkel zuein-

ander angeordneten Glasfedern, Schlangenrohre, deren eine L eine Kapillare ist, miteinander verbunden. Die Flasche ist durch ein Ansatzrohr mit einem zweiten Manometer und über mehrere Trockenflaschen mit der Pumpe verbunden. Zwischen den Flaschen und der Pumpe ist ein Dreiwegehahn angebracht und ein Rückschlagventil, um bei plötzlichem Versagen der Pumpe ein Eindringen von Wasser in den Apparat zu verhüten. Der Apparat wurde teilweise an einem stabilen Brett befestigt, das am Tisch festgeschraubt wurde, zum Teil von Stativen getragen, die durch Zwingen gehalten wurden. Das verwandte Quecksilber wurde nach den üblichen Methoden gereinigt und getrocknet. Erwähnt möge noch werden, daß die Schliffe B und Hg nicht eingefettet waren; während sich das Gleichgewicht einstellte, befand sich über den Hähnen H_1 und H_3 Quecksilber, so daß der Dampf nicht mit Fett in Berührung kam.

Bei den Adsorptionsversuchen handelte es sich nun darum, das Adsorptionsgefäß nach beendigter Adsorption innerhalb des Systems zu schließen. Zu diesem Zwecke wurde der Silberfaden, welcher den Schliff des Adsorptionsgefäßes trug, galvanisch durchgeschmolzen. Wie schon erwähnt, geschah die Stromzuführung durch den Gummistopfen.

Der Herstellung des Adsorptionsgefäßes A wurde besondere Sorgfalt zugewandt. Die Schliffe wurden mit feinstem Schmirgelpulver nachgeschliffen und die Gefäße dann auf ihre Brauchbarkeit, also ihre Luftdichtigkeit, geprüft. Zu diesem Zwecke verfuhr ich folgendermaßen: Nachdem der obere Schliff am Silberdraht aufgehängt und das Adsorptionsgefäß in die Führung des Gummistopfens gebracht war, wurde der Apparat ausgepumpt, die Pumpe abgestellt und der Silberdraht galvanisch durchschmolzen. Es zeigte sich nach mehreren Versuchen, daß es zweckmäßig war, den oberen Schliff mit einem kleinen Gewicht zu beschweren; er fiel dann fester auf den unteren Schliff, das Rohr so schließend. Jetzt wurde der Hahn H_3 geöffnet und Quecksilber auf den Schliff fallen gelassen. Wurde nun im System Atmosphärendruck hergestellt und war das Gefäß nicht dicht, so wurde das Quecksilber durch den Luftdruck ins Innere gepreßt. Die tauglichen Röhrchen wurden ausgesondert und noch einmal geprüft. Zu diesem Zwecke wurden sie mit Glaspulver gefüllt und noch einmal in der eben beschriebenen Weise untersucht. Es stellte sich heraus, daß sie durchweg dicht blieben, wenn nach Einfüllen des Pulvers der Schliff mit größter Sorgfalt mittels Federn und Pinseln von eventuellem Glasstaub befreit worden war. Jetzt wurden die Röhrchen zum drittenmal auf ihre Dichtigkeit geprüft, nachdem das Glaspulver im Adsorptionsgefäß mit Schwefelkohlenstoff übergossen war. Dabei zeigte sich, daß, wenn ausgepumpt wurde und das CS_2 siedete, letzteres Glasteilchen mit sich riß, wodurch natürlich ein luftdichtes Schließen durchweg vereitelt wurde. Nach vielen vergeblichen Versuchen zeigte sich folgende Anordnung zweckmäßig: Der Schliff des Röhrchens wurde sorgfältigst gereinigt, dann Schwefelkohlenstoff eingefüllt. Mittels eines feinen Trichters wurde das Glaspulver aufgefüllt. Hierdurch wurde bewirkt, daß keine Luftbläschen im Gefäß waren, die beim Auspumpen ein Stoßen hervorriefen und so zu Verunreinigungen des Schliffs führten. Dann wurde nochmals eine sorgfältige Reinigung des Schliffes vorgenommen, das Gefäß durch ein festzusammengerolltes Platinnetz, das aber keineswegs die Verdampfung behinderte, geschlossen und eingestellt. Bei den auf diese Weise durchgeführten Vorversuchen zeigte es sich, daß die Gefäße immer dicht blieben.

Jetzt konnte zu den eigentlichen Adsorptionsversuchen übergegangen werden. Das Gefäß wurde auf die oben beschriebene Art gefüllt, mit Platinnetz geschlossen und mit dem Gummikorken in K eingeführt. Selbstverständlich mußte hierbei immer der Schliff B losgenommen werden. Dann wurde der Hahn H_2 geöffnet und Quecksilber aufgefüllt, das einmal den Gummikorken vor der Einwirkung des Dampfes bewahrte, dann aber auch ermöglichte festzustellen, ob der Korken, der nicht eingefettet wurde, fest schloß. Das Auspumpen mußte äußerst vorsichtig und langsam vorgenommen werden. Es wird bis zu einem bestimmten Druck unterhalb der Dampftension ausgepumpt und die Pumpe dann so reguliert, daß der Druck der gleiche bleibt, die verdampfende Flüssigkeit also gerade gleich der abgesaugten Menge ist.

Dies Abdampfen erstreckte sich meist über mehrere Tage, wobei dauernd Ablesungen gemacht wurden, um festzustellen, daß der Druck sich nicht veränderte. War die Flüssigkeit verdampft, so fiel der Druck. Die Pumpe wurde abgestellt, der Quecksilberverschluß V geschlossen durch Öffnen von H_1 und in mehrstündiger Beobachtung der Druck festgestellt. Es zeigte sich dabei, daß anfangs stets noch ein Steigen des Druckes eintrat. Das ließ sich daraus erklären, daß in den feinen Zwischenräumen zwischen den Glasteilchen noch Flüssigkeit sich befand, die langsam verdampfte. Ich ließ das Gefäß zwischen 12—48 Stunden in Dampf stehen, änderte sie in dieser Zeit der Druck nicht, so konnte ich annehmen, daß Gleichgewicht eingetreten war. Jetzt wurde das Gefäß geschlossen und Atmosphärendruck hergestellt; das Gefäß wurde darauf herausgenommen und gewogen. Dann wurde es mehrere Stunden im Trockenofen auf 100° erhitzt, um die

adsorbierten Dämpfe zu vertreiben. Nach dem Erkalten im Exsikkator wurde es wieder gewogen. Die Differenz der Wägung gibt die adsorbierte Menge an. Die Glasmenge im Gefäß ergibt sich aus Differenzwägung gegen das leere Röhrchen.

Gegen die Versuche läßt sich der Einwand erheben, daß neben der eigentlichen Adsorption noch eine Kondensation in den kapillaren Zwischenräumen stattfindet. Die Kondensation erfolgt bekanntlich nach dem Gesetz von Lord Kelvin, nach welchem in einer Kapillare der Dampfdruck über einem konkaven Flüssigkeitsmeniskus kleiner ist als der Sättigungsdruck über der ebenen Oberfläche. Meine Versuche haben aber keinen Anhaltspunkt dafür gegeben, daß zu der eigentlichen Adsorption noch eine Kondensation hinzukommt, indem meine Adsorptionsisothermen nichts von dem zusätzlichen Anstieg aufweisen, der beim Eintritt der Kondensation zu erwarten wäre und in anderen Fällen, wo auch sonstige Anhaltspunkte für Kondensationserscheinungen vorhanden sind, stark hervortritt. Auch F. Goldmann und M. Polanyi[1]) haben bei der Untersuchung der Adsorption von Dämpfen an Kohle keinen Anhaltspunkt für die Kondensation gefunden. Ich kann daher annehmen, daß dieser Faktor meine Ergebnisse nicht wesentlich beeinflußt hat.

Die Versuche wurden ausgeführt mit Schwefelkohlenstoff, Chloroform und Pentan.

Das Chloroform wurde mit konzentrierter Schwefelsäure geschüttelt und dann überdestilliert. Das Pentan war ein reinstes Kahlbaumpräparat.

Die Versuche wurden in einem Kellerraum ausgeführt, in dem die Temperatur sehr gut konstant zu halten war auf 19°.

Aus der Arbeit von Felix Durau[2]) ergibt sich, daß Luft und Wasserstoff von Glasoberflächen nicht adsorbiert werden. Es werden also bei den Wägungen festgestellt die Gewichte von:

1. Gefäß + Glaspulver + CS_2 adsorb. + + toter Raum_{CS_2};
2. Gefäß + Glaspulver + Luft adsorb. + + toter Raum_{Luft};

$$CS_2 \text{ adsorb.} = \text{Differenz } (1-2) + T.R._{Luft} - T.R._{CS_2}.$$

Der tote Raum in den Adsorptionsgefäßen wurde folgendermaßen bestimmt:

Das Volumen der Gefäße wurde sehr sorgfältig durch Auswiegen mit Quecksilber bestimmt. Aus dem Gewicht der bei jedem einzelnen Versuch gebrauchten Menge Glaspulver und dem spezifischen Gewicht des Glases wurde das Volumen der Glasmenge ermittelt. Die Differenz gab den toten Raum.

Das spezifische Gewicht des Glases wurde in mehreren, gut miteinander übereinstimmenden Messungen als 3,865 erhalten.

Es wurden noch Kontrollversuche mit Wasserstoff bei Atmosphärendruck gemacht, der nach F. Durau nicht adsorbiert wird. Zu diesem Zwecke wurde das Adsorptionsgefäß in den Kolben K eingeführt. Durch das Quecksilber-Zuleitungsrohr wurde, nachdem ausgepumpt und zur Pumpe hin abgeschlossen war, Wasserstoff einströmen gelassen. Der Wasserstoff wurde aus dem Entwicklungsgefäß über Phosphorpentoxyd geleitet, durch glühendes Kupfer vom Sauerstoff befreit und schließlich durch konzentrierte Schwefelsäure und Phosphorpentoxyd getrocknet. Hatte sich nach dem Einleiten im Apparat wieder Atmosphärendruck eingestellt, so wurde der Hahn H_3 geschlossen und wieder ausgepumpt. Das wurde 15mal wiederholt. Dann wurde das Gefäß bei Atmosphärendruck geschlossen und gewogen. Darauf wurde es im Exsikkator abgekühlt und wieder gewogen.

Für die Wägungen gilt nun folgende Überlegung:

Es wird gewogen:

1. Gefäß + Glaspulver + H ads. + tot. Raum_H.
2. Gefäß + Glaspulver + L ads. + tot. Raum_L.

Da H adsorbiert = 0 und L ads. = Luft adsorbiert = 0 ist, gibt die Differenz $TR_H - TR_L$. Es ergibt sich eine negative Differenz.

Die in vier Versuchen gefundenen Werte für $TR_H - TR_L$ stimmen befriedigend mit den aus dem toten Raum berechneten überein, so daß obige Berechnungsart der Korrektur gerechtfertigt ist.

Bei der Berechnung der Anzahl der Molekülschichten wurden folgende Zahlen zugrunde gelegt:

Loschmidtsche Zahl: $6{,}09 \cdot 10^{23}$.

Fläche des Adsorbens pro g = 379,6 qcm.

Molekulargewicht des Schwefelkohlenstoffs: 76,125; spezifisches Gewicht 1,265.

Molekulargewicht des Chloroforms: 119,393; spezifisches Gewicht 1,493.

Molekulargewicht des Pentans: 72,096; spezifisches Gewicht 0,621.

Wenn A die adsorbierte Menge ist, M das Molekulargewicht des Dampfes, g die Anzahl Gramm Glaspulver im Rohr, so ist die einem Molekül zur Verfügung stehende Fläche:

$$\frac{g \cdot 379{,}625 \cdot M}{6{,}09 \cdot 10^{23} \cdot A}.$$

1) F. Goldmann und M. Polanyi, Zeitschr. f. phys. Chemie **132**, 346, 1928.

2) F. Durau, Zeitschr. f. Phys. **37**, 6, 1926.

Nimmt man als Molekülform einen Würfel mit der Kante x an, so ist die Grundfläche eines Moleküls zu berechnen als:

$$x^2 = \sqrt[3]{\left(\frac{M}{6{,}09 \cdot 10^{23} \cdot s}\right)^2}$$

wo s das spezifische Gewicht des Dampfes ist. Aus dieser Zahl und der tatsächlich einem Molekül zur Verfügung stehenden Fläche läßt sich die Schichtenzahl berechnen.

§ 4. Messungen und Resultate.

Die Messungen mit CS_2 sind in Tabelle III übersichtlich zusammengestellt. Die Werte ergaben eine stetige Kurve (siehe Fig. 2).

Tabelle III.

Schwefelkohlenstoff.

Dampftension bei 19°: 287 mm.

Druck in mm	Schichtenzahl	Druck in mm	Schichtenzahl
270	29,6	201	9,0
259	25,5	186	8,8
254	25,0	161	7,2
250	24,4	138	6,4
224	16,7	102	5,9

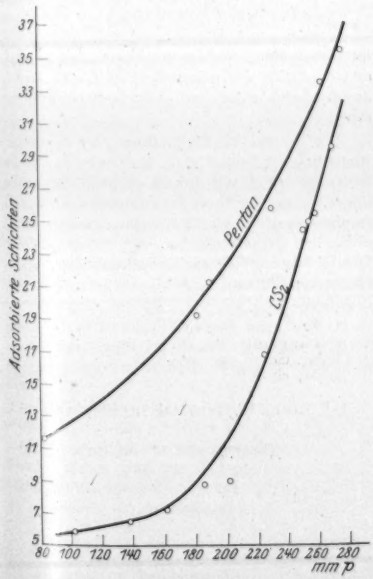


Fig. 2.

Leider ließen sich die adsorbierten Mengen bei den niederen Drucken nicht mit Sicherheit bestimmen, da die adsorbierten Mengen sehr klein waren und deswegen Wägefehler von zu großem Einfluß waren.

Tabelle IV gibt die Resultate für Chloroform und Pentan an.

Tabelle IV.

Pentan Dampftension bei 20° = 420,2 mm		Chloroform Dampftension bei 20° = 158,4 mm	
Druck in mm	Anzahl der Schichten	Druck in mm	Anzahl der Schichten
276	35,5	90	28,1
262	33,5	91	27,1
230	25,6	86	26,0
189	21,6	84	24,9
181	19,2	54	16,8
80	12,5		

Die Kurve für Pentan ist in Fig. 2 gegeben. Fig. 3 gibt die Kurve für Chloroform an.

Messungen über die Anzahl von Schichten, die sich bei der Adsorption niederschlagen, sind bereits von einer großen Anzahl von Forschern ausgeführt worden. Ich erwähne hier nur die,

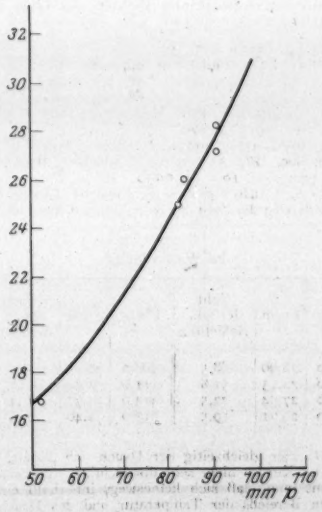


Fig. 3.

welche im Zusammenhang mit meiner Arbeit stehen

F. Durau[1]) hat die Adsorption von Stickstoff, Wasserstoff, Luft und Kohlendioxyd an Glas und Silber untersucht. Im allgemeinen wurde sehr wenig adsorbiert. N_2, H_2 und trockene Luft bei gewöhnlicher Temperatur an Glas überhaupt nicht. N_2 und H_2 an Silber zu 18 bis zu 5,7 Proz. im Vergleich zu einer monomolekularen Schicht. Iredale[2]) hat die Adsorption von einer mit organischen Dämpfen gesättigten Luftatmosphäre an Quecksilber untersucht und dabei eine unimolekulare Schicht gefunden. Viel größere Schichtenzahl (bis zu 55 Schichten) hat Langmuir[3]) bei der Adsorption von Wasserdampf an Glas und Glimmer ermittelt. Eine noch größere Schichtenzahl (bis 88 Schichten) fanden McHaffic und Sam Lenher[4]) bei Wasserdampf an Glas, die aber bei steigender Temperatur und sinkendem Druck schnell abnahmen.

Man erkennt aus diesen Angaben, daß die Stoffe weit oberhalb ihres Kondensationspunktes nur wenig von der Oberfläche aufgenommen werden — es bildet sich nicht einmal eine monomolekulare Schicht aus —; mit Annäherung an den Kondensationspunkt nimmt die Zahl der Schichten zu. Die monomolekulare Schicht scheint in der Kurve, welche die Beziehung zwischen Adsorption, Temperatur und Druck wiedergibt, kein ausgezeichneter Punkt zu sein[5]).

Langmuir erklärt das Bestehen der großen Anzahl von Adsorptionsschichten auf Glas aus Quellungserscheinungen, so daß hier nicht wahre Adsorption, Oberflächenverdichtung, sondern eine Art Chemosorption vorläge. Ich halte diese Erklärung für anfechtbar, denn nach den Untersuchungen von F. Durau[1]) verhält sich, in bezug auf die Adsorption, das Glas wie das Silber. Ebenso verhält sich nach Kwade (noch nicht veröffentlicht) das Silber bei der Adsorption von Farbstoffen wie Glas; beim Silber aber eine Quellungsschicht anzunehmen, erscheint mir sehr gewagt. Die Hypothese von Langmuir[2]) soll noch geprüft werden durch Messung der Adsorption von organischen Dämpfen an verschiedenen anderen Adsorbentien. Dabei sollen auch die Versuche auf verschiedene Temperaturen ausgedehnt werden.

1) F. Durau, loc. cit.
2) Iredale, Phil. Mag. **45**, 1088, 1923; **48**, 178, 1924; **49**, 603, 1925.
3) Langmuir, Proc. Farad. Soc. 1922, p. 607; Phys. Rev. 1915, p. 679.
4) Mc Haffic and S. Lenher, Journal of the Chem. Soc. **127**, 1559, 1925; S. Lenher, Journ. of the Chem. Soc. 1926, p. 1785.
5) S. Lenher gibt z. B. folgende Tabelle für die Änderung der Zahl der Schichten mit der Temperatur:

Glas-Wasserdampf.

T°abs.	p mm	Zahl der ads. Schichten	T°abs.	p mm	Zahl der ads. Schichten
293,0	16,90	88,5	308,0	30,65	5,9
298,0	22,73	51,8	311,0	31,44	2,7
302,0	27,54	22,5	314,0	31,77	1,4
305,0	29,71	10,5	317,0	32,40	0,6

Da hier gleichzeitig der Druck sich ändert, so sind die Kurven nicht sehr übersichtlich. Immerhin erkennt man, daß sich keineswegs innerhalb eines großen Bereichs der Temperatur und des Druckes eine monomolekulare Schicht ausbildet.

Zusammenfassung:

1. Es wird die Adsorption von Schwefelkohlenstoff, Pentan und Chloroform an Glaspulver untersucht.

2. Zu diesem Zweck wird die Oberfläche des Glaspulvers nach dem von G. C. Schmidt und F. Durau[3]) und Fr. Schelte[4]) angewandten Verfahren ermittelt.

3. Die adsorbierten Dampfschichten ergeben eine Bedeckung bis zu 35 Molekularschichten, deren Zahl mit abnehmendem Druck fällt.

4. Die Ergebnisse werden mit den Resultaten mehrerer Forscher verglichen und gezeigt, daß die Größe der Adsorption bei Gasen in Zusammenhang steht mit ihrer Kondensationsfähigkeit.

Zum Schlusse sei mir gestattet, Herrn Geheim. Regierungsrat Prof. Dr. G. C. Schmidt für die Anregung zu dieser Arbeit und für die reiche Unterstützung bei ihrer Ausführung meinen tiefempfundenen Dank auszusprechen. Ebenso danke ich der Gesellschaft zur Förderung der Westfälischen Wilhelms-Universität für Bewilligung von Mitteln.

1) F. Durau, loc. cit.
2) Langmuir, loc. cit.
3) loc. cit.
4) loc. cit.

Münster i. W., Physikal. Institut, Sept. 1928.

(Eingegangen 18. September 1928.)

Über den Einfluß der Temperatur auf die Zusammensetzung der Atmosphäre in den obersten Schichten.

Von Helge-Petersen.

1.

Daß die Vermischung der einzelnen Gase der Atmosphäre durch Konvektion auf die untersten Schichten beschränkt ist, führt bekanntlich dazu, daß die Atmosphäre in den größten Höhen, wo Diffusionsgleichgewicht herrscht, praktisch nur aus den leichten Gasen, Wasserstoff und Helium, bestehen kann. Verschiedene Berechnungen zeigen übereinstimmend[1]), daß wir ein wenig unter 100 km noch sowohl Sauerstoff als Stickstoff haben, während der Stickstoff ein wenig über 100 km weit überwiegend ist, aber schon zwischen 100 km und 200 km ist die Dichte durch den Gehalt von *He* und H_2 bestimmt, und über 300 km haben wir die Wasserstoff-Atmosphäre.

Bis jetzt ist das Nordlichtspektrum das einzige erreichbare direkte Zeugnis über die Zusammensetzung der Atmosphäre in den genannten Höhen; die Auskunft aber, die wir dadurch gewonnen haben, ist nur schwer verträglich mit den obigen theoretischen Resultaten, insofern als das Spektrum nur Linien von N_2 und $O_2(O)$ enthält und keine Spur von *He* oder H_2 zeigt. Vegard[2]) schließt daraus, daß *He* und H_2 gar nicht vorhanden sind in den Nordlichthöhen, daß also die genannten theoretischen Erwägungen, die sonst allgemein als recht wahrscheinlich angenommen zu werden scheinen, doch nicht zutreffen mögen.

Was nun H_2 anbelangt, läßt sich ungezwungen annehmen, daß der gewiß recht unsicher nachgewiesene Gehalt an der Erdoberfläche durch chemische Prozesse verbraucht wird und so „verschwindet". Doch soll auch daran erinnert werden, daß eine Temperatur von nur ca. 300° C in den obersten Schichten genügt um die H_2-Atmosphäre durch die thermischen Bewegungen der Moleküle innerhalb 10^6 Jahren in den Weltraum zu zerstreuen[3]); eine solche Temperatur scheint nach späteren Untersuchungen gar nicht als ganz unwahrscheinlich betrachtet werden zu dürfen.

Mit Rücksicht auf *He* liegen die Verhältnisse etwas anders. Als inaktives Gas kann *He* nicht als durch chemische Verbindung verschwunden gedacht werden, und die Temperatur, die nötig wäre, um *He* durch die thermischen Bewegungen zu zerstreuen — innerhalb z. B. 10^6 Jahren — müßte zu ca. 900° C angenommen werden. Außerdem geht ja eine stetige Ausströmung von *He* aus dem Erdinnern vor sich, deren Betrag — wie aus den nachfolgenden Teilen ersichtlich ist — in geologischen Zeiträumen gar nicht verschwindend ist, gegenüber der gesamten *He*-Menge der Atmosphäre; ein Umstand, der die Abwesenheit des Heliums in den großen Höhen noch unverständlicher macht.

Setzen wir den Partialdruck des Heliums gleich 4×10^{-6} Atmosphären oder 4 Dynen pro cm^2, so wird die *He*-Menge der ganzen Atmosphäre gleich $c \cdot 0{,}2 \times 4\pi R^2\,m^3$ (R = der Erdradius) unter Normalumständen, oder $10^{14}\,m^3$, wenn Diffusionsgleichgewicht vorausgesetzt wird. Nach Moore[1]) strömt jährlich innerhalb der *He*-Felder in U.S.A. mehr als 500×10^6 $feet^3$ oder ca. $14 \times 10^6\,m^3$ *He* von der Erde heraus; diese Ausströmung würde durch 10^7 Jahren fortgesetzt die gegenwärtige Menge der Atmosphäre ausmachen. Da nun die über die ganze Erdoberfläche ausströmende *He*-Menge wahrscheinlich bedeutend größer ist — so wird bloß in Kanada *He* in der gleichen Menge wie in U.S.A. technisch gewonnen — und da überdies die Ausströmung in den früheren geologischen Perioden für als ergiebiger anzunehmen ist, wäre anscheinend ein größerer Gehalt von *He* in der Atmosphäre zu erwarten, wenn keine Abströmung vor sich ginge.

2.

Bei den bis jetzt vorgenommenen Berechnungen der Zusammensetzung der Atmosphäre in den verschiedenen Höhen ist die Annahme immer zugrunde gelegt worden, daß das Diffusionsgleichgewicht oberhalb einer gewissen Höhe, bis zu welcher die Mischung der Winde reicht, vorhanden ist. Sehen wir bei dieser Untersuchung von der Temperaturvariation mit der Höhe ab, wird bekanntlich das allgemeine Exponentialgesetz

$$v = v_0 e^{-\frac{g v_0 z}{p_0}} \qquad (1)$$

als Resultat erhalten für die Zahl der Moleküle in cm^3 in der Höhe z (über der Grenze der Mischungsschicht). Dieses Gesetz läßt sich als Resultat eines Diffusionsprozesses z. B. auf folgende Weise herleiten. Die thermischen Bewegungen der Moleküle verursachen einen Massentransport durch $1\,cm^2$, welcher derselbe nach allen Richtungen ist. Die Mitwirkung der Gravitation macht aber den Transport pro Sekunde größer nach unten als nach oben, und zwar um

$$v\left[\tfrac{1}{2}gt - (-\tfrac{1}{2}gt)\right] = vgt,$$

1) Siehe z. B.: Chapman and Milne: Quart. J. o. R. S. 1920, S. 357.
2) Handb. d. Radiologie VI.
3) Jeans, Dyn. Theory of gases.

1) Nature 1923, Vol. 111.

wenn t die durchschnittliche Zeit zwischen zwei Zusammenstößen der Moleküle bezeichnet. Im Gleichgewicht wird sich daher ein solcher Gradient der Moleküldichte einstellen, daß die Diffusion einen Massentransport nach oben verursacht, der eben gleich $v\,g\,t$ ist. Wir haben also

$$-D\frac{dv}{dz} = v\,g\,t, \tag{2}$$

wo D der Diffusionskoeffizient ist. Wenn nur eine Gasart vorhanden ist, wird der Prozeß Selbstdiffusion und wir können nach Meyers Formel[1])

$$D = \tfrac{1}{3}\lambda\bar{c}_1$$

setzen (λ = die mittlere Weglänge, $\bar{c}_1$ = die mittlere Geschwindigkeit); weiter haben wir

$$\lambda = \frac{1}{\pi\sqrt{2}\,v\sigma^2} \quad \text{und} \quad t = \frac{1}{\pi\sqrt{2}\,v\sigma^2\bar{c}_1},$$

(σ = der Molekül-Diameter), wodurch (2) zu

$$\frac{dv}{dz} = -\frac{3g}{\bar{c}_1^2}v \tag{3}$$

wird, und weiter bei Integration

$$v = v_0 e^{-\frac{3g}{\bar{c}_1^2}z}. \tag{4}$$

Wird in Gl. (4) der Exponent im Zähler und Nenner mit $N\cdot m$ multipliziert (N = Zahl der Moleküle in cm³ unter Normalbedingungen, m = Masse eines Moleküls), werden wir eben Gl. (1) bekommen, wenn $\bar{c}_1$ 0° C entsprechend vorausgesetzt wird.

3.

Wir werden nun annehmen, daß eine stetige Zufuhr von unten gleich a Mol/cm²·sec vor sich geht, und daß diese Moleküle durch die übrige Atmosphäre diffundieren und an der oberen Grenze in den Weltenraum zerstreut werden. Im Gleichgewicht muß dann die Zahl der Moleküle, die nach oben diffundieren $\left(-D\frac{dv}{dz}\right)$ die Summe derjenigen gleich werden, die herabfallen (vgt, siehe oben) + a. Wir haben also

$$-D\cdot\frac{dv}{dz} = v\,g\,t + a \tag{5}$$

oder nach Einsetzen für D und t, usw.

$$v = v_0 e^{-\frac{3g+3a\pi\sqrt{2}\sigma^2\bar{c}_1}{\bar{c}_1^2}\cdot z}. \tag{6}$$

Eine Vergleichung der Gl. (4) mit Gl. (6) zeigt natürlicherweise, daß die Durchströmung von a Mol/cm²·sec eine schnellere Abnahme von v mit der Höhe bewirkt, genau so als ob das Gas schwerer gewesen wäre. Einsetzung von Zahlenwerten in (6) zeigt indessen, daß das zweite Glied im Exponenten gegenüber $3g$ ganz zu vernachlässigen ist, wenn für a der oben geschätzte Wert angenommen wird.

1) Jeans, l. c.

4.

In Wirklichkeit haben wir aber keine Selbstdiffusion. Die *He*-Moleküle machen nur einen äußerst geringfügigen Bruchteil der sämtlichen Moleküle aus, und die übrigen Moleküle, N_2 und O_2, werden daher die Diffusionsgeschwindigkeit der *He*-Moleküle herabsetzen. Dem wird dadurch Rechnung getragen, daß für D der Ausdruck des Diffusionskoeffizienten zweier Gasarten eingesetzt wird, für deren Moleküldichten, v_1 und v_2, man $\frac{v_1}{v_2} = 0$ setzen darf.

Nach Meyers Formel[1]) lautet dieser Ausdruck

$$D = \frac{1}{3\,\pi\sigma^2 v\sqrt{\bar{c}_1^2 + \bar{c}_2^2}}\,\bar{c}_1^2$$

und dementsprechend für t

$$t = \frac{1}{\pi\sigma^2 v\sqrt{\bar{c}_1^2 + \bar{c}_2^2}}$$

Hier ist nun v die ganze Zahl von Molekülen im cm³ und läßt sich somit durch die gewöhnliche Exponentialfunktion ausdrücken, indem wir setzen

$$v = n_0 e^{-kz} = n_0 e^{-\frac{3g}{\bar{c}_1^2}\cdot z}; \tag{7}$$

$\bar{c}_2$ soll der dem Stickstoff entsprechende Wert beigemessen werden, und n_0 ist die „Loschmidtsche Zahl". Durch Einfügung in die Ausdrücke für D und t und nachheriges Einsetzen in Gl. (5) bekommen wir die endliche Differentialgleichung

$$\frac{dv}{dz} + v\frac{3g}{\bar{c}_1^2} = -\frac{a}{M}\cdot n_0 e^{-kz}, \tag{8}$$

wo

$$M = \frac{\bar{c}_1^2}{3\pi\sigma^2\sqrt{\bar{c}_1^2 + \bar{c}_2^2}}.$$

Integration und Einsetzen für M und k gibt

$$v = v_0 e^{-\frac{3g}{\bar{c}_1^2}\cdot z} - \frac{a\,n_0\pi\sigma^2\bar{c}_2^2\sqrt{\bar{c}_1^2 + \bar{c}_2^2}}{(\bar{c}_1^2 - \bar{c}_2^2)g}\left[e^{-\frac{3g}{\bar{c}_1^2}\cdot z} - e^{-\frac{3g}{\bar{c}_1^2}\cdot z}\right],$$

oder, nach Anwendung der Relation

$$\frac{\bar{c}_1^2}{\bar{c}_2^2} = \frac{m_2}{m_1},$$

$$v = v_0 e^{-\frac{3g}{\bar{c}_1^2}\cdot z} - \frac{a\,n_0\pi\sigma^2\sqrt{\bar{c}_1^2 + \bar{c}_2^2}}{\left(\frac{m_2}{m_1} - 1\right)g}\left[e^{-\frac{3g}{\bar{c}_1^2}\cdot z} - e^{-\frac{3g}{\bar{c}_1^2}\cdot z}\right]. \tag{9}$$

Diese Gleichung gibt die Moleküldichte als Funktion der Höhe, indem v_0 die Dichte am Erdboden ist.

1) Jeans: l. c.

In Gl. (9) gibt nun das erste Glied die Anzahl von Molekülen an, wie sie ohne Durchströmung wäre ($a = 0$), und wir sehen so (da die Differenz der exponenten Glieder in der Klammer immer positiv ist), daß die Durchströmung eine Verminderung der Moleküldichte in jeder Höhe über $z = 0$ bewirkt, was natürlich auch zu erwarten war. Um dieses noch deutlicher zu machen, suchen wir das Verhältnis $\frac{\nu}{\nu_{a=0}}$, indem

$$\nu_{a=0} = \nu_0 \cdot e^{-\frac{3g}{\bar{c}_2^2} \cdot z};$$

wir bekommen

$$\frac{\nu}{\nu_{a=0}} = 1 - a \cdot K \cdot \frac{n_0}{\nu_0} \left| 1 - e^{-3g\left(\frac{1}{\bar{c}_2^2} - \frac{1}{\bar{c}_1^2}\right) \cdot z} \right|, \quad (10)$$

wo

$$K = \frac{\pi \sigma^2 \sqrt{\bar{c}_1^2 + \bar{c}_2^2}}{\left(\frac{m_2}{m_1} - 1\right) g}. \quad (10a)$$

Aus Gl. (10) ist nun ersichtlich, daß gewisse Werte von a und ν_0 (nämlich solche, die der Ungleichheit

$$\frac{a \cdot K \cdot n_0}{\nu_0} > 1$$

genügen) negative Werte ergeben für ν in solchen Höhen (z-Werten), die das letzte Glied der Gl. (10) > 1 machen.

Daß Gl. (10) unter gewissen Umständen ein solches Resultat geben kann, kommt daher, daß die Voraussetzung der Aufstellung der Differentialgleichung (8) die Annahme des stationären Zustandes war, und daß nicht beliebige Werte von a und ν_0 ohne weiteres dieser Annahme entsprechen, wie aus folgenden Überlegungen klar wird. Bei jeder Strömung einer Substanz gegen einen Widerstand sind die Zahlen, die die Werte der Stromstärke, des Widerstandes und der Dichte der strömenden Substanz in einem gegebenen Punkte bedeuten, nicht gegenseitig unabhängig; jedem Werte der Stromstärke wird ein gewisser Wert der Dichte entsprechen; soll die Stromstärke größer werden, wird während der Vergrößerung dem Wege entlang Substanz abgesetzt, bis der Gradient, und damit auch die Dichte im einzelnen Punkte, den der neuen Stromstärke entsprechenden Wert hat; und umgekehrt bei einer Verminderung der Stromstärke. Für die *He*-Strömung werden wir nun annehmen, daß die Atome in einer gewissen Höhe, $z = l$, in den Weltraum entweichen; die Dichte hier kann folglich $\nu = 0$ gesetzt werden, und für diese Höhe gibt dann (10)

$$0 = 1 - \frac{a K n_0}{\nu_0} \left| 1 - e^{-3g\left(\frac{1}{\bar{c}_2^2} - \frac{1}{\bar{c}_1^2}\right) l} \right|. \quad (11)$$

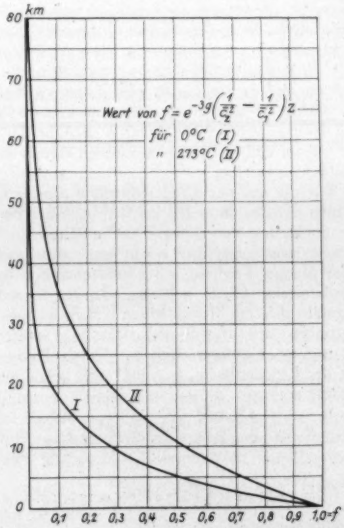
Hier entspricht a der Stromstärke, $K \cdot n_0$ dem Widerstande, und ν_0 ist die Dichte an der unteren Grenze. Die Werte von a und ν_0 müssen dieser Gleichung genügen, um dem stationären Zustande zu entsprechen. Wenn die beobachteten Werte von a und ν_0 dies nicht zulassen, mag angenommen werden, daß der Zustand kein stationärer ist, sondern vielmehr derjenige eines Anwachsens oder einer Abnahme des *He*-Gehaltes in der Atmosphäre.

Da das letzte Glied in der Klammer gegenüber eins bedeutungslos wird für Höhen größer als ca. 100 km (siehe unten), kann die Bedingung (11) $\frac{a K n_0}{\nu_0} = 1$ geschrieben werden, und der Gehalt von *He* in der Atmosphäre mag als zunehmend oder abnehmend betrachtet werden, je nachdem

$$\text{oder} \quad \begin{cases} \frac{a K n_0}{\nu_0} > 1 \\ \frac{a K n_0}{\nu_0} < 1. \end{cases} \quad (12)$$

5.

Für die numerische Berechnung soll die Atmosphäre als aus Helium und einem „Reste" bestehend betrachtet werden; und dem Reste sollen die Eigenschaften des Stickstoffs beigemessen werden. Das letzte Glied der Klammer ist für die Temperaturen 0° C und 273° C berechnet und in der Fig. als Funktion der Höhe abgebildet. Man sieht, daß das Glied — wie schon erwähnt —



gegenüber eins verschwindet für Höhen über 100 km, und bei den Temperaturen, ca. 0° C, die für die Atmosphäre als Gesamtheit angenommen werden darf; bei 0° C, z. B., ist der Wert schon 4×10^{-4} in 60 km Höhe. In den Höhen größer als 100 km ist das Verhältnis $\frac{v}{v_0}$ daher als konstant zu betrachten, und zwar

$$\frac{v}{v_{a=0}} = 1 - \frac{aKn_0}{v_0}.$$

Für die Berechnung von K werden wir folgende Werte benutzen: $\frac{1}{2}c_1^2 + c_2^2 = 1{,}3 \times 10^5$; der Abstand der Zentren zweier sich berührender Moleküle, bzw. *He* und N_2, $\sigma = 3{,}0 \times 10^{-8}$; $\frac{m_2}{m_1} = 7$; so bekommen wir (siehe Gl. (10a))

$$K = \frac{\pi \times 9 \times 10^{-16} \times 1{,}3 \times 10^5}{6 \times 10^3} = 6{,}1 \times 10^{-14}.$$

$\frac{n_0}{v_0}$ wird allgemein gleich $0{,}25 \times 10^6$ gesetzt. Es darf jedoch vielleicht fraglich sein, ob dieser Wert ein Ausdruck für den durchschnittlichen *He*-Gehalt in der Atmosphäre an der Erdoberfläche ist. Selbst ein *He*-Gehalt in den aus der Erde strömenden Gasen von 1 promille, was recht allgemein vorkommt (in den *He*-Feldern in U.S.A. ist der Gehalt 1—2 procent) ist noch 10—100 mal so groß, und wird daher vielleicht die Gehalt-Messungen beeinflussen können, so daß der durchschnittliche Gehalt — die Oberfläche der Ozeane einbegriffen — wesentlich kleiner sein muß[1]).

Für die aus der Erde strömende *He*-Menge werden wir das doppelte des Betrages, der nach der Schätzung von Moore (siehe Seite 879) in U.S.A. ausströmt, ca. 0,5 m³/sec, annehmen, diese Menge, 1 m³/sec, wird wahrscheinlich von Nordamerika allein geleistet, da in Kanada ungefähr dieselbe Menge wie in U.S.A. technisch gewonnen wird, und sie entspricht daher zweifellos nur einer unteren Grenze. Durch Division mit der Erdoberfläche, 5×10^{18} cm², bekommen wir für a

$$a = c \cdot \frac{3 \times 10^{25}}{5 \times 10^{18}} = 0{,}6 \times 10^7 \frac{\text{mol}}{\text{cm}^2/\text{sec}}$$

und endlich

$$\frac{aKn_0}{v_0} = 0{,}6 \times 10^7 \times 6{,}1 \times 10^{-14} \times 0{,}25 \times 10^6 = 0{,}1$$

und also

$$\frac{v}{v_{a=0}} = 0{,}9.$$

1) Evans (Nature, **77**, 535, 1908) findet nur $1 - 2 \times 10^{-6}$ für $\frac{n_0}{v_0}$ statt der obengenannten 4×10^{-6} nach Ramsay.

Hier ist nun zu beachten, daß die Werte von a und v_0 recht unsicher sind; es sind aber keine besseren zur Hand. Doch muß bemerkt werden, daß nur relativ kleinere Änderungen, und zwar in durchaus wahrscheinlichen Richtungen, namentlich gegen größere Werte von a und $\frac{n_0}{v_0}$, bewirken werden, daß die Gleichung

$$\frac{aKn_0}{v_0} = 1$$

sehr nahe erfüllt ist, dem stationären Zustande entsprechend, der an und für sich der wahrscheinlichste ist. Und in diesem Fall sehen wir aus Gl. (10), daß der Gehalt an Helium in der Atmosphäre weit schneller mit der Höhe abnehmen wird, wenn ein Zustand stationärer Strömung vorhanden ist, als wenn der gewöhnlich angenommene Zustand des statischen Diffusionsgleichgewichtes herrscht.

Wir können das obenstehende auf folgende Weise resümieren. Wenn wir voraussetzen, daß der *He*-Gehalt der Atmosphäre dadurch bestimmt ist, daß *He* aus der Erde strömt, durch die Atmosphäre diffundiert und in einer gewissen Höhe in den Weltenraum entweicht wegen der thermischen Bewegungen der Moleküle, dann wird die Dichte des *He* schneller mit der Höhe abnehmen als im statischen Diffusionsgleichgewicht. Die numerische Berechnung stößt auf die Schwierigkeit, daß die betreffenden Größen — a und v_0 — nur recht unsicher bekannt sind; sie zeigt indessen, daß diejenigen Werte dieser Größen, die nach den Beobachtungen für einigermaßen wahrscheinlich zu halten sind, solcher Größenordnung sind, daß sie dem stationären Strömungszustande entsprechen können, indem der Bruch $\frac{aKn_0}{v_0}$ nahe gleich eins wird.

In diesem Zusammenhang muß daran erinnert werden, daß die Unsicherheit, mit welcher der Molekül-Durchmesser und der Ausdruck für den Diffusionskoeffizienten behaftet sind, auch den Bruch beeinflussen wird, so daß es in Wirklichkeit unmöglich ist zu beurteilen, wie nahe der Zustand dem stationären ist. Aber der Umstand, daß der Bruch recht nahe gleich eins wird in Verbindung mit dem Fehlen der *He*-Linien im Spektrum des Nordlichtes macht es naheliegend den beschriebenen stationären Strömungszustand als Ursache des Fehlens von *He* in den obersten Schichten der Atmosphäre anzunehmen.

6.

Eine notwendige Annahme für diesen Vorgang ist, daß die *He*-Atome in einer gewissen

Höhe in demselben Verhältnisse entweichen, in dem sie aus der Erdoberfläche herausströmen. Man darf annehmen, daß das einzelne Atom entweicht, wenn seine kinetische Energie größer ist als das Potential der Erde in dem Punkte, und wenn zugleich die Wahrscheinlichkeit für Zusammenstoß hinlänglich klein ist. Jeans[1]) nimmt an, daß diese letzte Bedingung als erfüllt zu betrachten ist bei einer Dichte von 30000 Mol-cm^3 (für H_2), was einer mittleren freien Weglänge von 100000 km entspricht. Für *He* wird diese freie Wegelänge einer Dichte von ca. 50000 Atom-cm^3 entsprechen.

Bei der auf Seite 881/882 angeführten Angabe über die Temperatur, die nötig ist, um eine *He*-Atmosphäre innerhalb eines gewissen Zeitraumes zu zerstreuen, ist natürlich statistisches Gleichgewicht vorausgesetzt; also hat in jedem Augenblick nur ein gewisser, der Temperatur entsprechender Bruchteil der gesamten, vorhandenen Atome eine Energie, gleich oder größer als die oben definierte. Nun ist es aber denkbar, daß es möglich wäre sich eine Zerstreuung vorzustellen, die nicht an eine bestimmte, nach der kinetischen Gastheorie definierbaren Temperatur geknüpft ist. In Wirklichkeit ist es ja schwierig diesen Temperaturbegriff festzuhalten für Atmosphärenschichten, in denen die mittlere freie Weglänge gleich 100000 km oder ca. 16 Erdradien, und die mittlere Zeit zwischen zwei Zusammenstößen 5×10^4 sec oder ca. 16 Stunden ist. Wenn wir uns als Quelle der Erwärmung eine von der Sonne ausgehende Korpuskularstrahlung vorstellen, wie sie der Birkeland-Störmerschen Nordlicht-Theorie entspricht[2]), dann wird bei der genannten, sehr kleinen Moleküldichte praktisch genommen jedes Molekül, das hinlängliche Geschwindigkeit in einer Richtung von der Erde hinweg empfängt, in den Weltraum ohne Zusammenstöße hinausfliegen. Erst in den größeren Tiefen mit der größeren Moleküldichte wird ein „erwärmtes" Molekül Gelegenheit haben, durch schiefe Zusammenstöße seine Geschwindigkeit auf andere Moleküle zu verteilen, in dem Bestreben, das statistische Gleichgewicht herzustellen. Aber selbst hier wird ein „erwärmtes" Molekül (oder ein von ihm zentral getroffenes), wenn seine Geschwindigkeit bedeutend über dem Grenzwerte, ca. 10^6 cm/sec (siehe unten), gewesen ist, was gewiß nicht unwahrscheinlich scheint, einige Chance haben in den Weltraum zu fliegen, bevor das statistische Gleichgewicht eingestellt ist, und es wird somit möglich, daß ein größerer Bruchteil der zugeführten Energie zum Zerstreuen der Moleküle angewandt wird, als wenn die Energie erst im statistischen Gleichgewicht über sämtliche Moleküle verteilt wäre. Oder, anders gesagt, es ist möglich sich vorzustellen, daß die genannte Erwärmungsquelle imstande ist, die Moleküle zu zerstreuen ohne die gesamte Luftmenge bis an die nach der kinetischen Lufttheorie notwendige, relativ sehr hohe Temperatur zu erwärmen.

Ein solcher Prozeß läßt sich am leichtesten denken, wenn die Korpuskularstrahlung aus der Sonne atomistischer Natur gedacht wird, das einzelne Partikel mag elektrisch geladen sein oder nicht. Eine solche Strahlung ist ja mehrmals als Ursache der magnetischen Störungen (die „Gewitter") angenommen worden; die gegenwärtige Auffassung — insofern es möglich ist, von einer Auffassung zu sprechen — scheint mit der Anwesenheit von sowohl positiv als negativ geladenen Partikeln in der Strahlung zu arbeiten. Wenn ferner ungeladene Partikeln für mögliche Bestandteile der Strahlung gehalten werden — eine doch nicht ganz zu verneinende Eventualität (z. B. α-Partikeln, die Elektronen eingefangen haben) — so muß beachtet werden, daß der Niederschlag einer solchen Strahlung nicht auf die polaren Gegenden beschränkt ist, vielmehr ist eine Verteilung über die Erde zu erwarten, die der allgemeinen Sonnenstrahlung entspricht.

Die Energie E, die das einzelne Molekül braucht, um in den Weltraum zu fliegen, ist

$$E = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{M}{R} m = R g m$$

(M = die Masse der Erde).

Da die Masse eines *He*-Atoms gleich $6{,}6 \times 10^{-24}$ g ist, wird

$$E = 4{,}2 \times 10^{-12} \text{ erg}$$

und

$$v = \sqrt{2gR} = 1{,}1 \times 10^6 \text{ cm/sec}.$$

(Die mittlere Geschwindigkeit der Moleküle eines Gases, das innerhalb 10^6 Jahren zerstreut wird, ist $2{,}66 \times 10^5$ cm/sec, und entspricht für *He* einer Temperatur von ca. 900° C.) Wenn die Zuströmung des *He* aus der Erde gleich 1 m^3/sec (siehe oben) ist, wird für die Zerstreuung dieser Menge eine Energiezufuhr von

$$E_1 = 4{,}2 \times 10^{-12} \times 3 \times 10^{25} = 1{,}3 \times 10^{14} \text{ erg/sec},$$

oder jährlich

$$E_2 = 1{,}3 \times 10^{14} \times 3 \times 10^7 = 4 \times 10^{21} \text{ erg/Jahr}$$

nötig sein.

Zum Vergleich sei angeführt, daß Birkeland[1]) gefunden hat, daß die magnetischen

1) l. c.

2) Helge-Petersen: Physik. Zeitschr. **28**, 510, 1927.

1) Birkeland: The norwegian aurora polaris exped. 1902—1903.

Störungskräfte eines starken, magnetischen Gewitters einer Korpuskularströmung sehr schneller β-Strahlen einem Effekt von ca. 4×10^{18} erg/sec entsprechen mögen. Die Energie, die der Atmosphäre durch die wegfliegenden *He*-Atome jährlich entzogen wird, macht so nur einen geringfügigen Teil der Energie aus, die in demselben Zeitraume in Korpuskularstrahlungen verschiedener Gattungen durch die obersten Schichten der Atmosphäre passiert oder in derselben absorbiert wird — von der Möglichkeit der ungeladenen Strahlung ganz abgesehen, deren eventuelle Anwesenheit nachzuweisen wir vorläufig ganz außerstande sind.

Zusammenfassung.

Die allgemeine Annahme, daß das Mischungsverhältnis der einzelnen Bestandteile der Atmosphäre in den höheren Schichten durch Diffusionsgleichgewicht bestimmt ist, führt zu der Folgerung, daß die Atmosphäre in den Höhen über ca. 200 km fast ausschließlich aus *He* bestehen muß (von Wasserstoff wird im allgemeinen abgesehen), in schroffem Widerspruch mit den Ergebnissen der Erforschung des Nordlichtes, dessen Spektrum keine *He*-Linien enthält. Weiter scheint die totale Menge von *He* in der Atmosphäre der aus der Erdoberfläche strömenden Menge gegenüber ziemlich klein, wenn sie nach derselben Annahme, auf der Grundlage des an der Erdoberfläche gefundenen Partialdruckes berechnet wird. Die Möglichkeit, daß das *He* in den Weltraum durch die thermischen Bewegungen der Moleküle zerstreut werde, ist bisher verworfen worden, weil die Temperatur der Stratosphäre nach den Beobachtungen viel zu niedrig ist, in guter Übereinstimmung mit verschiedenen theoretischen Überlegungen. Da aber neuere Untersuchungen für ein nochmaliges Ansteigen der Temperatur mit der Höhe sprechen, wird berechnet, welche Dichte von *He* zu erwarten ist, wenn der Zustand ein stationäres Strömungsgleichgewicht, statt eines „statischen" Diffusionsgleichgewichtes, ist. Es zeigt sich, daß die Dichte schneller mit der Höhe abfallen muß, und wenn der Zustand wirklich ein stationärer ist, wird die Dichte des *He* in den Nordlichthöhen verschwindend. Inwiefern dieser Zustand in der Atmosphäre auch verwirklicht ist, läßt sich jedoch nicht genau beurteilen, teils wegen der Unsicherheit der kinetischen Gastheorie (die Molekülgröße, der Ausdruck für den Diffusionskoeffizient) und teils wegen der Ungenauigkeit in der Bestimmung des *He*-Gehaltes der Atmosphäre und der Schätzung der *He*-Ausströmung aus der Erde. Die für die genannten Größen allgemein benutzten Zahlenwerte geben jedoch einen Zustand an, der dem stationären so nahe liegt, daß die Annahme des stationären Strömungszustandes als Ursache des *He*-Mangels in den großen Höhen jedenfalls für eine sehr wahrscheinliche gehalten werden muß.

Endlich wird die Möglichkeit einer Zerstreuung der *He*-Moleküle gezeigt durch das Anprallen der mehrfach angenommenen Korpuskularstrahlung aus der Sonne an den einzelnen *He*-Molekülen der Atmosphäre, ohne eine Erwärmung der betreffenden Schichten der Atmosphäre bis zu der hohen Temperatur — nach der gewöhnlichen Bedeutung dieses Wortes — die der kinetischen Gastheorie zufolge nötig wäre. Es wird die Energie berechnet, die mit den zerstreuten Molekülen der Atmosphäre entzogen wird, und sie wird ganz unbedeutend gefunden gegenüber der Energie, die in den Korpuskularströmungen — nach deren magnetischen Wirkungen zu beurteilen — durch die Atmosphäre passiert.

Kopenhagen, Dänisches Meteorol. Institut, Juni 1928.

(Eingegangen 17. Oktober 1928.)

Das Physikalische Institut der Technischen Hochschule zu Breslau.

Von E. Waetzmann.

1. Entstehungsgeschichte.

Zum Wintersemester 1928/29 wird das neue Physikalische Institut der hiesigen T. H. in Betrieb genommen. Der Physikunterricht für die Studierenden der T. H. wurde bis zum 1. Oktober 1926 ausschließlich an der hiesigen Universität erteilt. Die große Experimentalvorlesung wurde gemeinsam für sämtliche Studierenden der Universität und der T. H. durch den Direktor des Universitätsinstituts abgehalten. Dort fand auch das Anfängerpraktikum für die Studierenden der T. H. statt. Nachdem die Hochschulen die Berechtigung zur Ausbildung von Kandidaten des höheren Lehramts math.-naturw. Richtung erhalten hatten und nachdem vor allem eine besondere Fachrichtung Physik in den Studienplan der Hochschulen aufgenommen war, wurde die Frage eines eigenen Instituts akut. Hier sollten in erster Linie Physiker für die Technik ausgebildet werden. Deshalb war zunächst beabsichtigt, im Rahmen eines großen Erweiterungsbaues der hiesigen T. H., zu dem der Grundstein am 1. 12. 1925 gelegt wurde, ein kleines Spezialinstitut für technische Physik zu errichten. Große Experimentalvorlesung und Anfängerpraktikum sollten an der Universität verbleiben, während

an der Hochschule Spezialvorlesungen und Übungen für technische Physiker stattfinden sollten. Demgemäß waren in dem Plan des Erweiterungsbaues nur recht bescheidene Pläne für die Physik vorgesehen.

Gelegentlich der Berufung des Schreibers dieser Zeilen an die T. H. wurde durch den Herrn Minister der Wunsch der Hochschule, den Gesamtunterricht in der Physik für die Studierenden der T. H. selbst zu übernehmen, erfüllt. Bedingung hierfür war, daß das Institut in dem genehmigten Erweiterungsbau unterzubringen sei und daß es keinerlei besondere bauliche Kosten verursachen dürfe. Um einen genügend großen, einigermaßen zusammenhängenden Block von Räumen für die Physik frei zu machen, mußte daher die Hochschule in anderen Beziehungen manches Opfer bringen und manchen langgehegten Wunsch zurückstellen, wofür auch an dieser Stelle allen beteiligten Herren gedankt sei. Besonders gilt dieser Dank dem damaligen Rektor, Herrn Schmeidler, der den Interessen der Physik jede nur mögliche Förderung zuteil werden ließ. Einige noch nicht vergebene Kellerräume, ein Fahrradstand, ein großer Musiksaal, ein Zeichensaal, einige Bureauräume und sonstige Einzelzimmer wurden zur Physik geschlagen, wobei die Beliebtheit des Sammlers dieser Räume nicht durchweg in dem gleichen Maße wuchs, wie die Zahl und die Größe der gesammelten Räume. Die Schwierigkeiten, ein physikalisches Institut gemeinsam mit anderen Instituten, Hörsälen, Verwaltungsräumen usw. in einem einzigen Bau unterzubringen, sind bekannt. Abgesehen von der schwierigen Frage des Abschlusses des Instituts, die in dem vorliegenden Falle in einigermaßen befriedigender Weise gelöst worden ist, müssen zahlreiche Wünsche der Physik, z. B. bezüglich der Kabelführung, den Belangen des Gesamtbaues geopfert werden. Diese Schwierigkeiten waren um so größer, als das Institut nachträglich in einen fertigen und bereits in der Ausführung begriffenen Bauplan einzugliedern war. Nur leichte, nicht tragende Wände konnten noch versetzt werden. Ferner wurde der Anbau eines kleinen Treppenhauses genehmigt, um besondere Zugänge und damit auch Notausgänge für den großen Hörsaal und für das Anfängerpraktikum zu schaffen. Der Leiter des Erweiterungsbaues, Herr Regierungsbaurat Dr. Ing. Müller, hat sich in dankenswerter Weise bemüht, gemeinsam mit dem Schreiber dieses Artikels die zweckmäßigste Unterteilung der Räume im Rahmen der geschilderten Möglichkeiten vorzunehmen. Einer der leitenden Gedanken hierbei war, diejenigen Räume und Einrichtungen (großer Hörsaal, Maschinen-, Schalt- und Akkumulatorenanlage, Werkstatt), deren nachträgliche Vergrößerung mit großen Kosten verknüpft sein würde, von vornherein möglichst großzügig anzulegen. Eine etwa notwendig werdende Erweiterung des Instituts würde sich deshalb verhältnismäßig leicht und billig durch Hinzunahme benachbarter Einzelzimmer oder durch Ausbau des schönen Dachgeschosses bewerkstelligen lassen. Wenn es trotz der geschilderten Schwierigkeiten und trotz der schweren Zeitverhältnisse gelungen ist, ein neues Institut zu schaffen, das modernen Anforderungen entspricht, so dankt die Hochschule hierfür dem Herrn Kultusminister sowie dem Herrn Finanzminister.

In der Übergangszeit vom Wintersemester 1926/27 bis jetzt nahmen die Studierenden der T. H. noch an der Experimentalvorlesung und an dem Anfängerpraktikum der Universität teil. Daneben wurde zur Entlastung der Universität ein Praktikum für Fortgeschrittene in einer zu diesem Zweck errichteten Holzbaracke von 120 m² Grundfläche abgehalten. In dieser Holzbaracke, in der noch eine provisorische Werkstatt mit einem Mechaniker untergebracht war, arbeiteten durchschnittlich 15 Herren, von denen einige Arbeiten druckfertig vorliegen. Für die apparative Einrichtung war von dem Herrn Minister eine Summe von 6000 RM. und ein Vorschuß auf die apparative Einrichtung des Instituts von 8000 RM. bewilligt worden. Außerdem hatte die Gesellschaft von Freunden der T. H. Breslau, der auch an dieser Stelle namens der Hochschule herzlichst gedankt sei, nicht unerhebliche Mittel zur Verfügung gestellt.

2. Lageplan.

Der Erweiterungsbau besteht aus einem nach der Oder zu gelegenen Hauptgebäude mit zwei Seitenflügeln, die sich an den Altbau anlehnen. In dem kleineren, östlichen Flügel und in den daran anschließenden Räumen der Hauptfront ist das Physikalische Institut untergebracht. Im Untergeschoß (Fig. 1) liegen die Werkstatt, der Maschinen- und der Akkumulatorenraum. Darunter befinden sich einige bescheidene Kellerräume. Das darüber liegende erste Obergeschoß gehört nicht zur Physik. Im zweiten Obergeschoß (Fig. 2) liegen an dem Haupteingang Schreibzimmer und Amtszimmer des Direktors, an das sich das Laboratorium des Direktors anschließt. Es folgen in der Hauptfront die Räume für das Anfängerpraktikum, Dunkelkammer, Akkumulatorenladeraum und Hauptverteilertafel, während in dem Flügel die Räume für das Praktikum für Fortgeschrittene liegen. Im dritten Obergeschoß (Fig. 3) liegen ein weiteres Arbeits- bzw. Assistentenzimmer, kleiner und großer

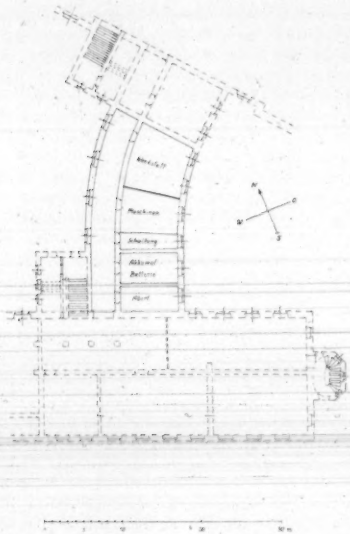


Fig. 1. Grundriß des Untergeschosses.

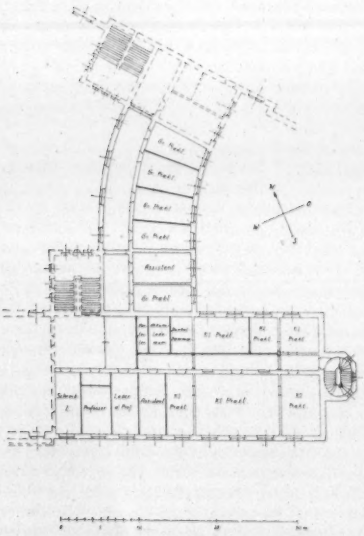


Fig. 2. Grundriß des zweiten Obergeschosses.

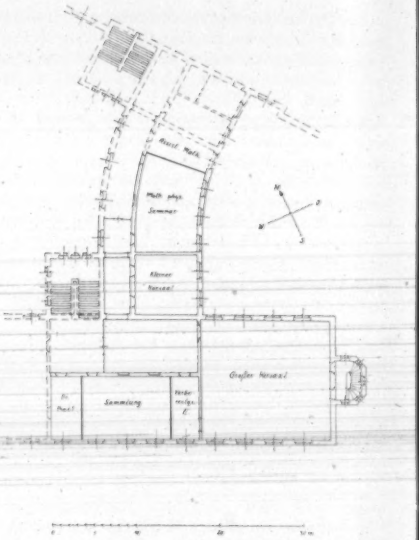


Fig. 3. Grundriß des dritten Obergeschosses.

Hörsaal mit Vorbereitungszimmer und Sammlungsraum. An den kleinen Hörsaal schließt sich das Mathematisch-physikalische Seminar an, in dem die Handbüchereien der Lehrstühle für Mathematik, Mechanik und Physik untergebracht sind. In den Korridoren sind Apparateschränke für das große Praktikum aufgestellt, so daß der Sammlungsraum im wesentlichen für die Vorlesungsapparate frei ist. Daneben sind in dem Korridor des zweiten Obergeschosses 24 Garderobenschränke für die Großpraktikanten untergebracht; die Hauptgarderobe nebst Toilettenraum liegt in dem Treppenhause, das den Zugang zum großen Hörsaal und zum kleinen Praktikum bildet. Ein Korridor des dritten Obergeschosses kann bei Bedarf für Zwecke des kleinen Praktikums nutzbar gemacht werden.

Der große Hörsaal, der mit moderner Lüftungsanlage versehen ist, enthält bei einer Breite von 14,7 m und einer Tiefe von 15,6 m 262 Sitzplätze, der kleine Hörsaal 45 Sitzplätze. Das Anfängerpraktikum hat etwa 35 Arbeitsplätze für je zwei Personen. Im großen Praktikum (Diplom- und Doktorarbeiten) lassen sich etwa zwölf Herren bequem unterbringen. Leider war es Raummangels wegen nicht möglich, ein besonderes Zwischenpraktikum einzurichten, das den Übergang vom kleinen zum großen Praktikum vermittelt.

3. Stromversorgung.

Die gesamte elektrische Einrichtung des Instituts wurde von der Siemens u. Halske A.-G. ausgeführt. Die Akkumulatoren wurden von der Akkumulatorenfabrik A.-G. Berlin geliefert.

A. Stromquellen.

1. Gleichstrom 220 V aus dem Netz der Hochschule; Maximalstrom 400 A, also Maximalleistung etwa 80 kW. Wird zum Antrieb der Motoren sämtlicher Umformer benutzt, für die Projektionsapparate und für gröbere Experimentierzwecke.

2. Batterie I. 36 Zellen; maximale Entladestromstärke 128 A, Kapazität 384 Ah bei dreistündiger Entladung; unterteilt in acht Gruppen zu 2, 2, 4, 6, 10, 12, 12, 24 V. Wird im wesentlichen für Meßzwecke verwendet.

3. Batterie II. 60 Zellen; maximale Entladestromstärke 108 A, Kapazität 324 Ah bei dreistündiger Entladung. Die letzten 20 Zellen der Batterie sind Schaltzellen zur Konstanthaltung der Spannung. Die Spannung wird normalerweise durch automatische Zellenschalter auf 110 V gehalten, kann aber durch Handsteuerung auf jede beliebige Zwischenstufe zwischen 80 und 120 V eingestellt werden. Wird im wesentlichen für gröbere Experimentierzwecke benutzt.

4. Gleichstrom-Gleichstrom-Lade-Umformer, bestehend aus Gleichstrom-Nebenschluß-Antriebsmotor zum Anschluß an 220 V, etwa 15 kW mechanische Leistungsabgabe; direkt gekuppelt mit Gleichstrom-Nebenschluß-Generator; Spannung des Generators normalerweise regulierbar zwischen 115 und 160 V, erforderlichenfalls herabregulierbar bis 24 V; Leistung 12,5 kW gleich etwa 109 A bei 115 V; Erregung umschaltbar von 110 auf 220 V; Erregerleistung 0,6 kW. Dient zur Ladung der beiden Batterien, kann aber auch für sich für Experimentierzwecke über Verteilertafel (siehe unter B) benutzt werden und kann bei starker Stromentnahme aus der 110 V-Batterie dieser Batterie parallel geschaltet werden.

5. Gleichstrom-Drehstrom-Umformer, bestehend aus Gleichstrom-Nebenschluß-Antriebsmotor zum Anschluß an 220 V, 13 kW mechanische Leistungsabgabe; Drehzahl durch Nebenschlußregelung veränderlich zwischen 1200 und 1800 U/Min; gekuppelt mit einem Drehstromgenerator mit sechs Klemmen, $3 \times 220/127$ V, Periodenzahl pro Sekunde regelbar von 40 bis 60 Perioden; Leistung 13 kVA bei $\cos \varphi = 1$ und 1500 U/Min Erregerspannung 110 V, Erregerleistung 0,6 kW.

6. Gleichstrom-Einphasen-Wechselstrom-Mittelfrequenz-Umformer, bestehend aus Gleichstrom-Nebenschluß-Antriebsmotor zum Anschluß an 220 V; mechanische Leistungsabgabe 10 kW bei 3000 U/Min; Drehzahl kann durch Nebenschlußregelung zwischen 1300 und 3600 Umdrehungen geändert werden; zur Frequenzmessung dienen zwei am Motor angebrachte Schleifringe; gekuppelt mit Einphasen-Wechselstrom-Mittelfrequenz-Generator mit zwei parallel bzw. in Reihe zu schaltenden Wickelungen für je 110 V; Leistung 7 kVA Periodenzahl regelbar von etwa 430 bis 1200. Erregerspannung 110 V, Erregerleistung 0,5 kW.

7. Gleichstrom-Gleichstrom-Hochspannungs-Umformer, bestehend aus einem Gleichstrom-Nebenschluß-Antriebsmotor zum Anschluß an 220 V, Leistung 10 kW; gekuppelt mit zwei Gleichstrom-Hochspannungs-Generatoren und mit einer Erregermaschine; Leistung der Generatoren je 5000 V bei 0,6 A. Geringste abnehmbare Spannung etwa 400 V. Die Generatoren können parallel oder in Reihe geschaltet benutzt werden. Erregerspannung durch die Erregermaschine maximal 220 V, Erregerleistung 1,2 kW.

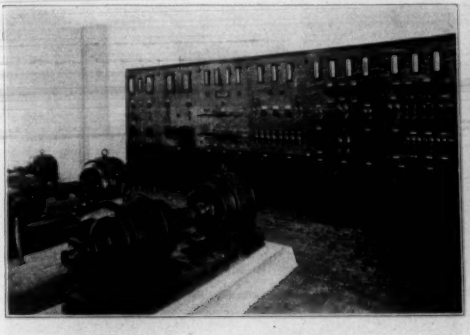


Fig. 4. Blick auf die Schalttafeln des Maschinenraumes.

Zur Veranschaulichung der Schaltanlage im Maschinenraum diene Fig. 4.

B. Stromverteilung und Abnahmetafeln.

Die Leitungen von den Stromquellen nach der Hauptverteilertafel und zu den Abnahmetafeln sind in Panzerkabeln verlegt. Mit Rücksicht auf Belange des Gesamtbaues mußte eine etwas eigenartige Kabelführung gewählt werden.

1. Die Hauptverteilertafel befindet sich im zweiten Obergeschoß. Es ist ein Kreuzschienenverteiler, bestehend aus vier Feldern mit 23 rückseitig, wagerecht angeordneten Primärschienen und 80 vorderseitig, senkrecht angeordneten Sekundärschienen. Die Primärschienen sind folgendermaßen verwendet: zwei für die Netzspannung von 220 V; zwei für die Batterie II

(110 V); neun für die unterteilte Batterie I (72 V) und zwar, bezogen auf die erste Schiene, in den Unterabteilungen 2, 4, 8, 14, 24, 36, 48, 72 V; zwei für den Ladeumformer; zwei für

Fig. 5. Blick in den Elektrizitätsraum des Anfängerpraktikums.

den Mittelfrequenzumformer; vier für den Drehstromumformer und zwei als Reserve. Die von den Sekundärschienen abgehenden (wählbaren) Leitungen sind durch einpolige Schalter abschaltbar und normalerweise für je 60 A abgesichert.

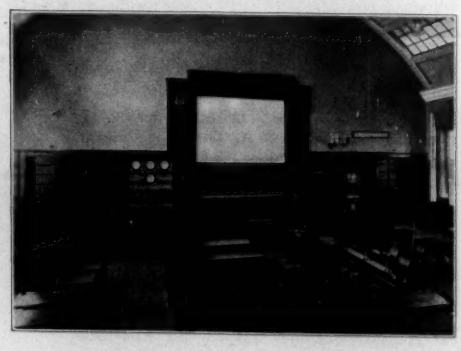


Fig. 6. Blick auf Experimentiertisch, Schalttafel und Projektionseinrichtung des großen Hörsaals.

Hinter der Tafel sind noch 2×2 Schienen für die im allgemeinen festliegende Verteilung der 220 V-Netzspannung der 110 V-Batterie-Spannung angeordnet.

2. An Abnahmetafeln in den Arbeitsräumen sind drei verschiedene Typen vorhanden. Die kleinste Type (14 Stück) ist hauptsächlich für das Anfängerpraktikum vorgesehen. Sie enthält je zwei Klemmenpaare mit zugehörigen zweipoligen Schaltern und Sicherungen. An dem einen Klemmenpaar liegen 110 V, an dem anderen ein wählbares Leitungspaar, im allgemeinen für 25 A abgesichert. An das letztgenannte Klemmenpaar können also nach Belieben von dem Hauptverteiler her die verschiedensten Stromquellen angeschlossen werden. Normalerweise liegt an ihm die unterteilte Batterie I.

Fig. 5 zeigt den Elektrizitätsraum des Kleinen Praktikums. An den von der Decke herunterhängenden Gerüsten sind je zwei Abnahmetafeln angebracht.

Die mittlere Type (7 Stück) hat noch ein zweites Paar wählbarer Leitungen. Außerdem haben einige dieser Tafeln Erregerleitungsanschlüsse zur Regelung von Spannung und Drehzahl der Generatoren.

Die dritte Type (3 Stück) besitzt Klemmenpaare (mit zweipoligen Schaltern und Sicherungen) für 220 V, 110 V und für die Mittelfrequenzmaschine; zwei Klemmenpaare für wählbare Leitungen, ferner Erregerleitungsanschlüsse wie die mittlere Type. Normalerweise sind die Leitungen für je 60 A abgesichert.

3. Der Experimentierschalttafel im großen Hörsaal (Fig. 6) sind die Netzspannung von 220 V, Batterie II (110 V) und die Mittelfrequenzmaschine direkt zugeführt, abschaltbar durch zweipolige Schalter, gesichert für 60 A Außerdem sind vier wählbare Leitungen (zwei Paar) vorhanden, abschaltbar durch zwei zweipolige Schalter, gesichert für 60 A. Hier kann also über die Verteilertafel (s. erste Nummer dieses Abschnitts) jede beliebige Stromquelle angelegt werden. Die einzelnen Stromquellen sind direkt zu den Abnahmestellen am Hörsaaltisch geführt, können aber auch über einen von zwei Universalreglern (U.-R.) für maximal 30 A benutzt werden, die sowohl als Spannungsteiler wie als Vorschaltwiderstände geschaltet werden können. Jeder der beiden U.-R. besitzt einen Umschalter mit je drei Schaltstellungen, durch den er wahlweise auf eine der genannten fünf Stromquellen umgeschaltet werden kann; die sechste Schaltstellung dient zur Parallelschaltung der beiden U. R.

Ferner sind die letzten 12 Schaltzellen der 110 V-Batterie direkt an die Schalttafel herangeführt und enden hier in zwei parallel liegenden Kurbelschaltern, so daß in zwei Leitungspaaren 24 V in Stufen von je 2 V zur Verfügung stehen; die Leitungen sind für 25 A abgesichert.

Auf der Schalttafel liegen noch 5 Klemmen, die mit der Erregerleiter-Verteilertafel (s. nächste Nummer dieses Abschnitts) verbunden sind, so daß die Generatoren auch vom großen Hörsaal aus geregelt werden können.

Zur Strom- bzw. Spannungsmessung sind vorhanden: Ein Drehspulstrommesser mit den Meßbereichen 0—30 und 0—75 A und ein Drehspul-Spannungsmesser mit den Meßbereichen 0—25 und 0—120 V; beide Instrumente für Gleichstrom. Ferner für Wechselstrom ein Dreheisen-Strommesser mit den Meßbereichen 1—5, 4—20 und 10—50 A und ein Dreheisen-Spannungsmesser mit dem Meßbereich 5—260 V. Die Meßinstrumente können außer zur Messung der direkten bzw. durch den Universalregler geregelten Ströme und Spannungen, mit Hilfe besonderer an den Abnahmetafeln am Hörsaaltisch angebrachten Klemmen auch zur Messung von Strömen und Spannungen irgendwelcher Stromkreise auf dem Experimentiertisch benutzt werden.

Zur Abnahme der Ströme dienen drei am Experimentiertisch befestigte Abnahmetafeln, zu denen die genannten Ströme entweder direkt oder über die Universalregler geführt sind. Einander entsprechende Klemmen der drei Abnahmetafeln sind parallel geschaltet. Eine Abnahmetafel ähnlicher Ausführungsform, die den Tafeln am Experimentiertisch parallel liegt, befindet sich im Vorbereitungszimmer.

An der Schalttafel im kleinen Hörsaal liegen die Netzspannung von 220 V und vier wählbare Leitungen (2 Paar) mit Sicherungen für maximal 60 A und zwei zweipoligen Hebelschaltern; ferner ein Universalregler für maximal 30 A, der mittels eines Umschalters mit drei Schaltstufen auf die genannten Leitungen geschaltet werden kann. Die Ströme können von einer am Experimentiertisch angebrachten Klemmentafel entweder direkt oder über den U. R. entnommen werden. Auf dieser Klemmentafel sind auch die Erregerleitungsklemmen für die Regelung der Generatoren untergebracht.

Die vier Meßinstrumente können, wie im großen Hörsaal, außer zur direkten Messung der Ströme und Spannungen an der Experimentierschalttafel auch zur Messung von Strömen und Spannungen in irgendwelchen Stromkreisen auf dem Experimentiertisch benutzt werden.

4. Die zu den Abnahmetafeln führenden Erregerleitungen endigen andererseits auf einer Erregerleiter-Verteilertafel, die hinter der Hauptverteilertafel liegt. Dort endigen auch die von dem Ladeumformer, dem Drehstromumformer und dem Mittelfrequenzumformer kommenden Leitungen zur Regelung der Spannung und der Drehzahl der Generatoren. Mit Hilfe der aus den einzelnen Räumen kommenden Leitungen kann in einfacher Weise eine Leitungsverbindung zwischen den einzelnen Zimmern hergestellt werden.

5. Für die Hochspannung sind vier Abnahmestellen mit gesonderter Kabelzuführung vorhanden. Eine davon ist in den Experimentiertisch des großen Hörsaals eingebaut und durch Handrad zu betätigen; ihre Klemmtafel ist durch eine herausnehmbare Platte abgedeckt. Die übrigen, im Laboratorium des Direktors bzw. im großen Praktikum liegenden Abnahmestellen sind an der Wand dicht unter der Decke angebracht und durch Schaltstangen zu betätigen. Über besondere Schalttafeln werden durch Handräder mit Hilfe von Relais zwei Motoren ferngesteuert, die auf die Wellen der Erregerregler für das Feld der Hochspannungsgeneratoren arbeiten und damit die Spannung zu regeln gestatten.

6. Zur Ladung der transportablen Akkumulatorenbatterien ist in dem hinter der Verteilertafel liegenden Laderaum eine besondere Schalttafel mit Meßinstrumenten angebracht. Der Strom wird der 24-V-Stufe der unterteilten Batterie I entnommen und ist mittels Plattenwiderstandes regelbar.

4. Sonstige technische Einrichtungen.

A. Projektionsapparate.

I. Großer Hörsaal:

1. Episkop der Fa. Carl Zeiss, Jena; Objektiv: Epiotar 1 : 4,5; Brennweite 30 cm; Apparat auf besonders niedrigem, fahr- und hochkurbelbarem Untergestell; die Neigung des Projektionsstrahles gegen die Horizontale beträgt etwa 8°; infolge der niedrigen Lage des Projektionsobjektivs mußte ein besonders großer Umkehrspiegel von 205 × 305 mm vorgesehen werden; Lichtquelle: handregulierte Spiegelbogenlampe für 35 A, umschaltbar auf 110 und 220 V Gleichstrom; kreisförmiges Bildfeld 220 mm Ø.

2. Einrichtung zur Projektion von Diapositiven und für physikalische Versuche. Auf einem fahrbaren, besonders niedrig gehaltenen, auskurbelbaren Untergestell ist eine Tischplatte mit zwei parallel laufenden Dreikantschienen von 1,30 m Länge angebracht. Am Ende jeder Schiene ist eine Bogenlampe montiert, deren eine durch Trieb in der Höhe verstellbar ist, so daß auch Gegenstände von beliebiger Achsenhöhe projiziert werden können. Die Tischplatte ist bis zu 10° gegen die Horizontale neigbar. Zur Projektion von Diapositiven werden ein Kondensor mit auswechselbaren Linsen von 12 cm Ø und zwei achromatische Projektionsobjektive von 30 bzw. 40 cm Brennweite benutzt. Ferner ist eine Einrichtung zur Projektion durchsichtiger, horizontalliegender Objekte vorhanden. Lichtquellen: zwei handregulierte Bogenlampen für 10 A, umschaltbar auf 110 und 220 V. Die gesamte Einrichtung ist nach Angaben von seiten des Instituts von der Fa. Carl Zeiss, Jena, geliefert.

3. Ein Kinematograph der Zeiß-Ikon-A.-G., Dresden, Fabrikat Hahn-Goerz, für offenen Aufbau. Antrieb durch Motor mit Stillstands- und Rücklaufeinrichtung; Lichtquelle: 1000 W-Lampe für 220 V mit Hilfsspiegel und dreifachem Kondensor. Die Helligkeit ist vollkommen ausreichend.

II. Kleiner Hörsaal:

1. Ein Epidiaskop der Fa. E. Leitz, Wetzlar, mit zwei bzw. einer Lampe für je 500 W für episkopische bzw. diaskopische Projektion. Objektiv für diaskopische Projektion 25 cm Brennweite, für episkopische 40 cm Brennweite; Bildfeld bei Episkopie 180 × 180 mm.

Im kleinen Hörsaal ist die Projektionseinrichtung an der Seite untergebracht. Im großen Hörsaal mußten aber die Projektionseinrichtungen wegen der großen Breite des Saales in der Mitte angeordnet werden. Projiziert wird auf die Mitte der hinter dem Experimentiertisch liegenden Wand, vor der sich die Tafeln befinden, die bei Nichtgebrauch ganz herabgelassen werden können, so daß sie hinter einer Holzverkleidung verschwinden. Durch die unter I, 1 und 2 angegebenen Maßnahmen ist vermieden, daß die Projektionseinrichtungen die freie Sicht irgendwie behindern.

Im großen Hörsaal sind Gas und vier wählbare Leitungen (zwei Paar) zur Stromzuführung an den Projektionstisch herangeführt, so daß alle am Experimentiertisch verfügbaren Ströme auch an den Projektionsapparaten zur Verfügung stehen. Die Bedienungsschalttafel enthält drei Umschalter für die Bogenlampen zur Umschaltung auf 110 bzw. 220 V, einen Stufenschalter für den Vorwiderstand der Episkopbogenlampe zur Regelung der Stromstärke und einen Serienschalter nebst Verdunkelungswiderstand für zwei über dem Experimentiertisch hängende Lampen.

Der Kinoapparat steht gegenüber der Projektionsfläche an der Rückwand des Hörsaales. Die Bedienungsschalttafel enthält neben dem Schalter für den Betriebsstrom Schalter für die beiden hintersten Deckenlampen des Hörsaales und für eine Notbeleuchtung.

B. Druckluftanlage.

Sie besteht aus einer Kompressionspumpe für einen maximalen Überdruck von 3,6 Atm., mit Antriebsmotor und einem Druckkessel von 1000 Liter Inhalt. Der Druck in dem Leitungsnetz wird mit Hilfe eines automatischen Schalters, der den Antriebsmotor des Kompressors betätigt, konstant gehalten und kann auf jeden beliebigen Wert zwischen 0 und 3,6 Atm. eingestellt werden. Entnahmestellen befinden sich in der Schmiede, in der Werkstatt, im großen und kleinen Hörsaal, in einem Zimmer des Kleinen Praktikums und in fünf Arbeitsräumen.

C. Werkstatt.

Sie ist mit folgenden Werkzeugmaschinen ausgestattet:

1. Eine Leit- und Zugspindeldrehbank der Ludwig Loewe A.-G., Berlin. Type DL. 414 RV (3 A III v); Hauptantrieb durch Stufenscheibe; Vorschub und Leitspindelantrieb durch Vorschubräderkasten bzw. Wechselräder; Spitzenhöhe 185 mm; Drehlänge 1400 mm; mit besonders genauer Leitspindel, Genauigkeit 0,01 mm auf 300 mm Länge.

2. Eine Präzisionspatronendrehbank von Karl Auerbach u. Sohn, Radebeul-Dresden. Type SAD 4, für Kraft- und Fußbetrieb; Spitzenhöhe 155 mm, Drehlänge 860 mm.

3. Eine Horizontalstoßmaschine der Ludwig Loewe A.-G., Berlin, mit Zahnstangenantrieb, Type 26 A I, Hublänge 450 mm.

4. Eine Säulenbohrmaschine, Bohrleistung 23 mm.

5. Eine Tischbohrmaschine, Bohrleistung 10 mm.

6. Eine Schleifmaschine mit zwei Schmirgelscheiben von je 20 cm Durchmesser.

Die Werkzeugmaschinen mit Ausnahme der unter 5. genannten, die einen eigenen Motor besitzt, werden über Transmissionen und Deckenvorgelege durch einen elektrischen Motor von 4 kW mechanischer Leistungsabgabe betrieben.

Im Kellergeschoß unter der Werkstatt ist eine Schmiede untergebracht.

D. Telephon.

Das Institut besitzt ein eigenes Haustelephon mit zehn Sprechstellen. Vier dieser Sprechstellen haben über die Zentrale der T. H. Anschluß an die übrigen Institute sowie direkten Anschluß an das Stadtnetz.

5. Kosten der maschinellen und apparativen Einrichtung.

Es standen 230 000 RM. zur Verfügung. Diese Summe verteilt sich ungefähr wie folgt:

Gesamte elektrische Einrichtung	112 000 RM.
Bauliche Montage	7 000 „
Werkstatt	10 000 „
Vorlesungsapparate	22 000 „
Apparate für das Kleine Praktikum	24 000 „
Apparate für das Große Praktikum und für wissenschaftliche Arbeiten	55 000 „
	230 000 RM.

Die Projektionseinrichtungen wurden aus einem anderen Fonds („Innere Einrichtung") bezahlt.

Die in dem ersten Abschnitt dieses Artikels erwähnten 6000 RM. sowie die von der Gesellschaft von Freunden der T. H. zur Verfügung gestellten Mittel wurden in der Hauptsache zur Beschaffung von Apparaten für wissenschaftliche Arbeiten verwendet.

Der Oberassistent, Herr Dr. J. Friese, hat sich bei der maschinellen und apparativen Einrichtung des Instituts große Verdienste erworben, wofür ihm auch an dieser Stelle herzlich gedankt sei.

Bei der Inbetriebnahme des eigenen Instituts gedenkt die Hochschule dankbar der langjährigen Gastfreundschaft, die sie von seiten der Universität genossen hat. Die äußere Trennung bedeutet keine innere. Das wird schon dadurch dokumentiert, daß der Direktor des Hochschulinstituts zum Honorarprofessor an der Universität ernannt wurde, daß die Studierenden der Physik der T. H. an Spezialvorlesungen der Universität teilnehmen und daß das physikalische Kolloquium von Universität und Hochschule gemeinsam abgehalten wird.

Breslau, Physikal. Inst. d. Technischen Hochschule, 10. Oktober 1928.

(Eingegangen 11. Oktober 1928.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 90. VERSAMMLUNG DEUTSCHER NATURFORSCHER UND ÄRZTE IN HAMBURG VOM 16.—22. SEPTEMBER 1928.

W. Bothe (Berlin), Anregung von Röntgenspektren durch α-Strahlen. (Nach gemeinsamen Versuchen mit H. Fränz.)

Die in der üblichen Weise gemessene Ionisation durch α- und Elektronenstrahlen stellt ein sehr zusammengesetztes Phänomen dar, weil sie fast ausschließlich die äußeren Atomelektronen betrifft, für welche eine verwickelte Mannigfaltigkeit von Übergängen möglich ist; hinzu kommen Sekundäreffekte verschiedener Art. Viel einfachere Verhältnisse liegen vor, wenn man die Ionisation der inneren Elektronenschalen, welche nur einen winzigen Bruchteil der Gesamtionisation ausmacht, getrennt beobachtet. Hierzu kann die charakteristische Röntgenstrahlung herangezogen werden, deren Intensität ein direktes Maß für die Ionisierungsstärke liefert, denn beispielsweise zeigt jedes emittierte Quant der K-Serie eine Ionisation in der K-Schale an. Allerdings braucht nicht umgekehrt jede K-Ionisation ein K-Quant zu liefern, da „innere Absorption" der Strahlung eintreten kann. Da diese aber, soweit bisher bekannt, unabhängig von der Art der Anregung ist, so muß für ein gegebenes Element die Strahlungsintensität jedenfalls proportional der Ionisation sein.

Für Kathodenstrahlen ist vielfach die Anregung der Röntgenserien untersucht worden. Für α-Strahlen lag bisher nur die Feststellung vor, daß in einigen Elementen die charakteristischen Röntgenstrahlen erregt werden können. Die zu messenden Intensitäten sind in diesem Falle äußerst gering, daher kann die Identifizierung der Strahlung nur an Hand der Absorptionskurve erfolgen.

Bei den vorliegenden Versuchen bedienten wir uns einer Anordnung, welche bereits bei Untersuchungen über Atomzertrümmerung benutzt worden war (Fig. 1). Die α-Strahlen eines reinen

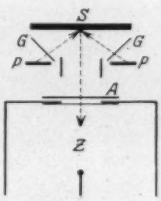


Fig. 1.

Poloniumpräparates PP von einigen 0,1 mg Ra-Äquivalent fielen im Vakuum auf eine dicke Schicht der Versuchssubstanz S. Die von S ausgehenden Sekundärstrahlen wurden mittels eines mit Argon gefüllten Spitzenzählers Z registriert. Unter den angewandten Bedingungen machten die durch Atomzertrümmerung etwa entstehenden H-Strahlen nur einen verschwindenden Bruchteil der gemessenen Sekundärintensität aus. In den primären Strahlengang konnten zur Variation der α-Reichweite Glimmerfolien GG von abgestufter Dicke gebracht werden. Zur Aufnahme der Ab-

sorptionskurven dienten Aluminiumfolien *A*, welche in den sekundären Strahlengang geschaltet wurden.

Da die Empfindlichkeit des Argonzählers für Röntgenstrahlen in komplizierter Weise von deren Wellenlänge abhängt, konnte nur bei gewissen Elementen die *K*-Strahlung, bei anderen wiederum nur die *L*-Strahlung nachgewiesen werden. *K*-Strahlung wurde gefunden bei *Mg*, *Al*, *S*, *Ca*, *Cr*, *Fe*, *Zn*, *L*-Strahlung bei *Se*, *Mo*, *Pd*, *Ag*, *Sb*, *Sn*, *Ta*, *Ir*, *Au*, *Bi*, *M*-Strahlung bei *Bi*. Einige der Absorptionskurven wurden bereits an anderer Stelle wiedergegeben[1]). Die beobachteten Absorptionskurven stimmten mit den theoretisch zu erwartenden so weit überein, daß außer den charakteristischen Strahlungen keine andere Strahlung von vergleichbarer Härte und Intensität vorhanden sein kann, insbesondere keine Bremsstrahlung. Dies ist auch wegen der großen Masse des α-Teilchens nicht anders zu erwarten.

Die Abhängigkeit der Röntgenintensität von der Reichweite der α-Strahlen wurde untersucht für die *K*-Strahlung von *Al*, *Ca* und *Fe* und die *L*-Strahlung von *Ta*. Die Resultate wurden korrigiert für die Absorption der Röntgenstrahlen in der Substanz selbst; diese Korrektion hatte keinen großen Einfluß auf die Form der Abhängigkeit. In allen Fällen ergab sich ein rascher Intensitätsabfall mit abnehmender α-Reichweite (Fig. 2;

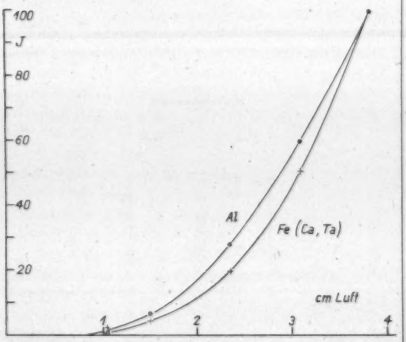


Fig. 2.

die maximale Intensität ist = 100 gesetzt). Während aber die Kurven für *CaK*, *FeK* und selbst *TaL* innerhalb der Meßfehlergrenze zusammenfallen, liegt die *AlK*-Kurve deutlich getrennt von diesen.

Von der so gemessenen „totalen Ionisation" *J* kann man zu der „differentialen Ionisation" *i*, d. h. der Ionisation pro Einheit der α-Bahnlänge übergehen. Hierzu hat man die Kurve Fig. 2 umzuzeichnen, indem man als Abszissen statt der Luftreichweiten die wahren Reichweiten in der betreffenden Substanz wählt; diese Kurve ist dann zu differenzieren. Man kann auch die differentiale Ionisation direkt messen, indem man eine sehr dünne Substanzfolie benutzt, dieses Verfahren

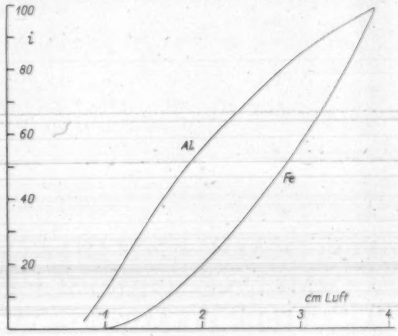


Fig. 3.

wurde nur beim *Al* angewandt, bei den übrigen Substanzen waren die Intensitäten zu klein. Die Genauigkeit der Differentialkurven ist naturgemäß geringer als die der Totalkurven. Für *Ca*, *Fe* und *Ta* zeigt auch die differentiale Ionisation ganz ähnlichen Verlauf, während das abweichende Verhalten des *Al* hier noch stärker hervortritt als bei der totalen Ionisation (Fig. 3).

Man würde für die differentiale Ionisation der inneren Elektronenschalen einen ähnlichen Verlauf erwarten wie für die gewöhnliche Ionisation („Braggsche Kurve"), aber mit dem Unterschied, daß entsprechend der größeren Ionisierungsarbeit das Maximum der Ionisation bei größerer Reichweite liegen sollte. Offenbar ist nun in allen hier untersuchten Fällen die maximale Reichweite der benutzten α-Strahlen nicht ausreichend, um bis zum Maximum der differentialen Ionisation vorzudringen, die erhaltenen Kurvenstücke liegen alle auf dem aufsteigenden Teil der Braggschen Kurve; nur beim *Al*, dem Element mit der kleinsten Ionisierungsarbeit, deutet sich das Umbiegen der Kurve zum Maximum an.

Eine bestimmte untere Grenzreichweite für die Anregung ist aus unseren Messungen nicht zu erschließen; aber es läßt sich sagen, daß Ionisation noch weit unterhalb derjenigen Grenze erfolgt, welche die klassische Thomsonsche Theorie der Ionisation liefert[1]), denn diese Grenze würde für

1) W. Bothe u. H. Fränz, Zeitschr. f. Phys. **49**, 1, 1928.

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. **23**, 449, 1912.

Al bei 1,6 cm, bei den übrigen Elementen sogar außerhalb der ursprünglichen Reichweite der Poloniumstrahlen liegen. Andererseits sollte nach der Wellenmechanik der Stoßvorgänge[1]) die Ionisation bereits bei außerordentlich kleinen Reichweiten einsetzen (nämlich bei Geschwindigkeiten von einigen 10^7 cm/sec). Dies scheint jedenfalls unseren Messungen nicht zu widersprechen, obwohl diese wegen Intensitätsmangels nicht bis zu sehr kleinen Reichweiten ausgedehnt werden konnten. Es scheint keine grundsätzlichen Schwierigkeiten zu bieten, die in Frage stehenden Anregungsfunktionen im einzelnen wellenmechanisch zu berechnen und mit den Meßergebnissen zu vergleichen.

Was die Ausbeute an Röntgenstrahlen betrifft, so steigt diese ebenso wie die Ionisation mit abnehmender Ionisierungsarbeit, also abnehmender Ordnungszahl regelmäßig an.

1) M. Born, Zeitschr. f. Phys. **38**, 803, 1926.

J. Brentano (München), Intensitätsmessungen von an Kristallpulvern gestreuten Röntgenstrahlen.

Messungen der Intensität der von Kristallen gestreuten Röntgenstrahlen werden einerseits bei der Erforschung des Atombaues, anderseits bei der Bestimmung von Kristallstrukturen herangezogen. Es ergibt sich dabei eine gewisse Schwierigkeit dadurch, daß bei der Interpretation der Intensitäten eine Reihe von Faktoren auftreten, von denen einige nur ungenau bekannt sind.

In der vorliegenden Arbeit wird eine Zerlegung des Problems in der Weise angestrebt, daß zunächst Messungen bei kleinen Ablenkungswinkeln, bei denen einige Faktoren im Intensitätsausdruck bestimmte Werte annehmen, gemacht werden. Die Effekte der räumlichen Ladungsverteilung des Atoms und der Wärmebewegung treten hierbei zurück und es ergeben sich Vereinfachungen bei der Prüfung einiger allgemeiner Annahmen über das Streuvermögen der Atome. Die Messungen müssen hierbei an Kristallen gemacht werden, die aus hinreichend kleinen regelmäßigen Einheiten bestehen, um Extinktionseffekte vernachlässigen zu können. Diese nehmen mit abnehmendem Ablenkungswinkel rasch zu und sind im allgemeinen nur vernachlässigbar, wenn die Kristalleinheiten die Größenordnung 10^{-6} cm nicht überschreiten.

Es wird eine Methodik angegeben, welche gestattet quantitative Messungen der von feinen Kristallpulvern gestreuten Strahlung zu machen, welcher eine vom Verfasser früher angegebene fokussierende Bedingung zugrunde liegt. Es ergeben sich dabei gewisse Vereinfachungen im Vergleich mit der Auswertung der Reflexionen, die an einer einzelnen Kristallfläche gemessen sind. Bei absoluten Messungen hat die Korrektion für Absorption einen konstanten Wert für alle Reflexionen, bei relativen Messungen braucht sie nicht berücksichtigt zu werden.

Nach dieser Methode werden vergleichende Messungen an grobem Goldpulver und an kleinen Goldteilchen gemacht, welche der Bedingung verschwindender Extinktion genügen. Es zeigt sich daß obwohl die bekannte Verbreiterung der Goldreflektionslinien und die Duktilität des Goldes an und für sich kleine Kristalleinheiten erwarten lassen, die Extinktion in den groben Goldpulverteilchen doch einen beträchtlichen Wert hat. Es weist dies darauf hin, daß bei Messungen an gröberen Pulvern oder an einzelnen Kristallen der Berücksichtigung der Extinktion besondere Aufmerksamkeit zu schenken ist. Es werden ferner Messungen an Aluminium, Silber und Gold mitgeteilt und es wird gefunden, daß die gestreute Intensität bei den schweren Atomen nahezu proportional mit der effektiven Ladung F, nicht mit ihrem Quadrat wächst.

H. Beutler (Berlin-Dahlem), Resonanz bei Stößen zweiter Art. (Kaiser-Wilhelm-Institut für physikalische Chemie und Elektrochemie.)

Bei der Einstrahlung der Linie 2537 in ein Gemisch von Natrium und Quecksilberdampf bei 300° erscheint das Spektrum des Natriums in Emission als „sensibilisierte Fluoreszenz"[1]), dessen Intensitätsverteilung anormal ist; maximale Intensität zeigt die Linie ($7S$—$2P$), deren Anregungsspannung ($1S$—$7S$) der Energie des angeregten Quecksilbers (2^3P_1—1^1S_0) am nächsten liegt[2]). Bei Zusatz von Stickstoff geht das Quecksilber in den metastabilen Zustand 2^3P_0 über und liefert nun ein *Na*-Spektrum mit maximaler Intensität bei $5S$—$2P$. Die Umlagerung des 2^3P_1 in 2^3P_0-Quecksilber wird somit meßbar nach einer Methode, die direkt deren Konzentrationsverhältnis in der Intensitätsbeziehung der beiden *Na*-Linien $7S$:$5S$ bestimmt.

1) J. Franck u. P. Jordan, Anregung von Quantensprüngen, Springer 216, 1926; P. Pringsheim, Fluoreszenz u. Phosphoreszenz, Springer, 136, 1928.

2) H. Beutler u. B. Josephy, Naturw. **15**, 540, 1927.

Setzen wir Wasserstoff dem Gemenge *Na* + *Hg* zu, so wird nur eine allgemeine Abschwächung des *Na*-Spektrums ohne Veränderung der relativen Linienintensitäten beobachtet. Die Dissoziation des Wasserstoffes wird also direkt vom 2^3P_1-Quecksilber bewirkt, das mit 112 Kcal. die zu 100 Kcal. nötige Trennungsarbeit übertrifft. Der Übergang von 2^3P_1- in 2^3P_0-*Hg* könnte sehr schnell verlaufen, da seiner Energie der Übergang des Wasserstoffs von A_0^1 in A_0^5 (Sprung um 4 Rotationsquanten) benachbart ist. Dieser Prozeß scheint aber nur sehr selten aufzutreten. Aus der gleichmäßigen Schwächung der *Na*-Serienglieder bis herab zu 100 Kcal. des Ausgangsterms ergibt sich, daß bei den geringeren Energien keine wesentlich erhöhte Wahrscheinlichkeit für die Dissoziation liegt. Das „Kontinuum" der Spaltung in zwei Atome, das sich den Schwingungstermen anschließt, verläuft somit flach ohne ausgesprochenes Maximum nahe der Seriengrenze. Der Stoßquerschnitt des H_2 für angeregtes Quecksilber beträgt etwa den zehnfachen des gaskinetischen.

Bei Stickstoff wird eine sehr starke Umlagerung des Quecksilbers in den metastabilen Zustand gefunden, die bei 0,08 mm schon die Hälfte der angeregten *Hg*-Atome erfaßt. Die Wirkung reicht also über den 20fachen gastheoretischen Querschnitt. Bei Erhöhung des *Na*-Dampfdruckes und festgehaltenem N_2-Druck werden mehr *Hg*-Atome schon im 2^3P_1-Zustand getroffen, die 7 *S*-Linie also relativ zu 5 *S* verstärkt; eine proportionale Vermehrung des N_2-Druckes bewirkt wieder Gleichheit beider Zustände des Natriums. Aus dieser Beziehung kann auf den Wirkungsquerschnitt des *Na* für den Übergang 1 *S*—7 *S* geschlossen werden, der sich zu dem etwa 400 fachen gaskinetischen ergibt.

Der hohe Wirkungsquerschnitt des Stickstoffs wird verständlich aus der Lage seines ersten Schwingungsquants bei 0,287 Volt, das bei Mitwirkung einiger thermisch angeregter Rotationen durch 0,218 Volt Energieabgabe des *Hg* erreichbar ist. Damit steht die geringe Auslöschung der Resonanzfluoreszenz bei 20°C [1]) und deren Wiedererscheinen bei 750° in Einklang[2]). Das Kohlenoxyd hat bei 0,265 Volt den ersten Schwingungsterm; es wirkt demgemäß stärker als Stickstoff auf das Quecksilber, lagert mit etwa 60 fachem Querschnitt ins metastabile um. Infolge des Dipolmoments kann das Schwingungsquant ausgestrahlt werden (bei 4 μ), die Resonanzfluoreszenz wird also viel stärker ausgelöscht; (0,4 mm *CO* oder 20 mm N_2 reduzieren auf die Hälfte[1]). Auch die metastabilen *Hg*-Atome werden durch *CO* zerstört.

Edelgase können bei Umlagerungen von Thermen des *Na* oder *Hg* die Anregungsenergie lediglich als Translationsenergie aufnehmen. Es tritt eine Intensitätsverflachung im *Na*-Spektrum bei 7 *S* auf, wenn Nachbarterme mit Energiedifferenzen von etwa 0,03 Volt sich bei Stößen innerhalb $< 10^{-8}$ sec „umsetzen" können; Quecksilber stellt 10^{-7} sec die Energie 0,218 Volt zur Verfügung. Die Beobachtung ergibt, daß die Übergänge im *Na*- gegen die im *Hg*-Schema mit wachsendem Atomgewicht des stoßenden Edelgases immer mehr zurücktreten. Da das Verhältnis der Stoßzahlen der einzelnen Edelgase auf *Na* und *Hg* immer gleich bleibt (bei *He*, *Ne*, *A*, *Kr*), muß eine von dem Atomgewicht abhängige Struktur des Wechselwirkungsfeldes der Atome angenommen werden, derart, daß zwischen *Hg* und *He* ein schwächeres Feld besteht als zwischen *Hg* und *Kr*.

Aus der Wirkung der Edelgase läßt sich der Effekt abschätzen, den *Na* und *Hg* selbst im Versuche als Termumlagerung verursachen; er bleibt sehr gering. Bei Vermehrung des *Hg*-Druckes macht sich die Rückwirkung der Resonanz von den *Na*-Termen zum *Hg* bemerkbar, das deren Energie aufnimmt. Setzen wir die Natriumserie allgemein an

$$J_{Na} = R_1 J_1 + R_2 J_2 + R_3 J_3 + \cdots$$

wobei die Intensität jeder Linie durch das normale Auftreten J_n (stat. Gewicht, Übergangswahrscheinlichkeit) und den Resonanzfaktor der Anregung R_n gegeben ist. Bei höherem *Hg*-Druck wirkt jeder *Na*-Term mit dem gleichen Faktor R_n auf *Hg* zurück; es wird also jedes Glied durch sein R_n dividiert und die normale Intensität des *Na*-Spektrums wird ausgestrahlt. Da dieser Effekt bei 0,2 mm/*Hg* deutlich ist, ergibt sich auch aus der „Rückwirkung" der 600 fache Wirkungsquerschnitt.

Die Auswahlregeln für Termübergänge, die für Strahlung streng und Elektronenstöße qualitativ gelten, werden bei Atomstößen durchbrochen[1]). So wird das *Na* aus 1 *S* nach 7 *S* gebracht, der N_2 ohne Dipolmoment erhält ein Schwingungsquant, H_2 wird in zwei normale Atome dissoziiert. Nur das Verbot von Übergängen, das durch den verschiedenen Charakter zweier Zustände (symmetrisch-antisymmetrisch) gegeben wird, scheint auch bei Stößen Geltung zu behalten[2]).

1) H. A. Stuart, Zeitschr. f. Phys. **32**, 262, 1925.
2) G. Cario und J. Franck, Zeitschr. f. Phys. **37**, 619, 1926; O. Oldenberg, Zeitschr. f. Phys. **49**, 609, 1928.

1) J. J. Placinteanu, Zeitschr. f. Phys. **39**, 276, 1926.
2) R. W. Wood u. F. W. Loomis, Phil. Mag. **6** (7), 231, 1928; H. Beutler, Zeitschr. f. Phys. **50**, 581, 1928.

Rausch von Traubenberg (Prag), Über das optische Verhalten der Wasserstoffatome in sehr starken elektrischen Feldern.

Gemeinsam mit Herrn R. Gebauer wurden weitere Versuche über die zeitliche Anpassung der H-Atome bei plötzlichen elektrischen Feldänderungen angestellt, bei denen nunmehr statt der Lo Surdo- die Starksche Anordnung mit getrenntem Felde angewandt wurde[1]). Auch bei dieser Anordnung zeigte sich eine zeitliche Anpassung der Atome an den Feldzustand, indem außer dem Aufspaltungsbild der ruhenden Intensität ein zweites, offenbar von der bewegten Intensität herrührendes Aufspaltungsbild auftrat. Es wurden Felder bis 420000 Volt/cm erhalten. Infolgedessen konnte außer dem Starkeffekt erster Ordnung auch derjenige zweiter Ordnung beobachtet und ausgemessen werden. Dieser Effekt war bereits von Epstein nach der Bohrschen Theorie berechnet worden und die von Takamine und Kokubu gefundenen Rotverschiebungen waren von Sommerfeld als Starkeffekt zweiter Ordnung gedeutet worden. Weitere Beobachtungen wurden von Kiuti Kinti und von Foster angestellt. Ersterer erreichte Feldstärken bis zu 290600 Volt/cm.

Wie die Berechnungen von Gregor Wentzel und Ivar Waller zeigen, ergibt der Starkeffekt zweiter Ordnung nach der Schrödingerschen Theorie etwas größere Werte wie die Epsteinschen. Durch diesen Umstand gewinnt der Effekt erhöhte Bedeutung. Während nun die früheren Messungen zu stark streuten, um aus ihnen quantitativ genaue Rückschlüsse ziehen zu können, war es bei unseren Experimenten dank der Starkschen Anordnung möglich, sowohl eine genaue Proportionalität zwischen Rotverschiebung und Quadrat der Feldstärke nachzuweisen, als auch die Theorien quantitativ zu prüfen. Es ergab sich, daß für die Mittelkomponente von $H\gamma$ die Schrödingersche Theorie bestätigt wird, während die Werte nach Epstein wesentlich unter unsere Meßpunkte fallen. Doch zeigen die höheren Komponenten von $H\gamma$ erhebliche Abweichungen nach oben auch in bezug auf die Schrödingersche Theorie.

Die von uns erreichten sehr großen Feldstärken eröffnen uns u. a. die Möglichkeit auch die Hyperfeinstruktur mancher Komponenten infolge zweifacher Übergangsmöglichkeiten zu beobachten. Wir beabsichtigen außer $H\gamma$ auch die andern Serienlinien des Wasserstoffs genauer zu untersuchen und auszumessen.

[1] Rausch von Traubenberg, Die Naturwissenschaften **33**, p. 655, 1928.

H. O. Kneser (Marburg), Über die Natur des aktiven Stickstoffs.

Das Auftreten von aktivem Stickstoff ist fast immer mit Emission einiger Banden des Stickstoffspektrums, dem Nachleuchten (Nl.), verbunden. Aus der Zeitfunktion, nach welcher das Nl. abklingt, müssen also wesentliche Schlüsse auf den Entaktivierungsmechanismus und damit auf die Natur des aktiven Stickstoffs gezogen werden können. Ich habe daher von neuem[1]) die Abklingung photometrisch untersucht, und zwar am elektrodenlos angeregten, nicht strömenden Gase und unter weitgehender Variierung der Versuchsbedingungen.

Die Nl.-Intensität (J) wurde vermittelst Lummerwürfels mit einer konstanten, durch Graugläser meßbar geschwächten Lichtquelle verglichen, und der Zeitraum zwischen je zwei bekannten Nl.-Intensitätswerten durch Messung mit der Stoppuhr bestimmt; über mehrere Einzelmessungen, für deren jede das Nl. von neuem erregt werden mußte, wurde gemittelt. Die so erhaltenen Werte ergeben sehr genaue und reproduzierbare Abklingungskurven.

Zu erwarten ist folgendes: Unter Zugrundelegung der Atomauffassung (Aktiver Stickstoff = atomarer Stickstoff; Entaktivierung durch Rekombination der Atome im Dreierstoß mit einem

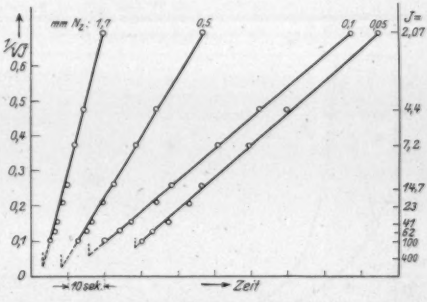


Fig. 1.

neutralen Molekül; Dissoziationswärme in Strahlung (Nl.) umgesetzt) muß $\frac{1}{\sqrt{J}}$ lineare Funktion der Zeit sein, allerdings nur, wenn keine Entaktivierung durch Stöße an die Gefäßwandung erfolgt. Nach der Molekülauffassung (Aktiver Stickstoff = metastabile Stickstoffmoleküle von

[1]) Mit anderen Methoden sind bereits früher Abklingungsmessungen angestellt worden von E. von Angerer, R. Rudy, A. König, K. F. Bonhoeffer und G. Kaminsky, E. J. B. Willey.

abnorm großer Lebensdauer) andererseits sollte $\log J$ linear von der Zeit abhängen, auch bei beliebiger Wandentaktivierung.

Das Letztere habe ich in keinem Falle beobachtet. Die Molekülauffassung ist also mit diesen Versuchen nicht vereinbar.

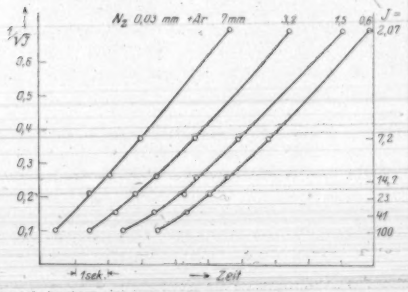


Fig. 2.

Mit der Atomauffassung sind sie jedoch in guter Übereinstimmung. Bei großer Nl. Dauer (etwa 2 Min.), d. h. verschwindender Wandentaktivierung, sind die Kurven, die $\frac{1}{\sqrt{J}}$ als Funktion der Zeit darstellen, stets innerhalb der Meßfehlergrenzen geradlinig (Fig. 1). Läßt sich dagegen mit gleich starker Anregung nur kurzdauerndes

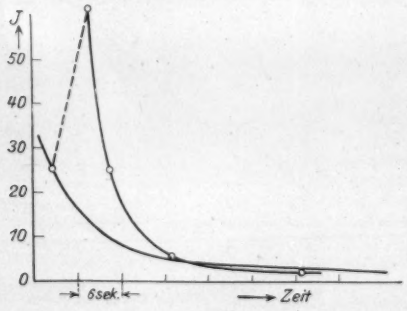


Fig. 3.

Nl. erzielen, so sind sie gekrümmt, wie es die unter Berücksichtigung der Wandentaktivierung durchgeführte Rechnung erwarten läßt. Steigert man jedoch den Gasdruck (evtl. durch Fremdgaszusatz), wodurch die Zahl der Wandstöße herabgesetzt wird, so nähern sich die Kurven wieder geraden Linien (vgl. Fig. 2).

Da man, wie erwähnt, annehmen muß, daß die Entaktivierung im Dreierstoß zweier Atome mit einem neutralen Molekül stattfindet, so ist Verstärkung des Nl. bei Zufuhr von nichtaktivem Stickstoff zu erwarten. Diese tritt tatsächlich ein, wenn durch Öffnen eines Hahnes nichtangeregter Stickstoff dem nachleuchtenden zugesetzt wird (Fig. 3). Die im Moment der Gaszufuhr ausgestrahlte Intensität wird erst etwa 8 sec später wieder erreicht. (Konzentrationsunterschiede sollten sich, wie eine Überschlagsrechnung lehrt, nach etwa 0,6 sec ausgeglichen haben.)[1] Auch Argonzusatz bewirkt Aufhellung in merklich demselben Maße.

In jüngster Zeit haben Cario und Kaplan eine neue Auffassung von der Natur des aktiven Stickstoffs vorgeschlagen, die in einer Kombination der Atom- und Molekülauffassung besteht; außer metastabilen Molekülen sollen auch metastabile Atome an der Entaktivierung, die in zwei aufeinanderfolgenden Prozessen vor sich geht, beteiligt sein. Mit den mitgeteilten Experimenten scheint diese Hypothese nur unter Zuhilfenahme einer weiteren speziellen Annahme über die Herkunft der metastabilen Atome verträglich zu sein.

1) Bezüglich der näheren Erörterung dieses Effekts muß auf die ausführliche Mitteilung in den Annalen der Physik (**87**, 717, 1928) verwiesen werden.

W. H. Keesom und J. N. van den Ende (Leiden), Die spezifische Wärme des Bleies bei Temperaturen des flüssigen Heliums.

Die ersten Messungen bezüglich der spezifischen Wärme des Bleies bei den Temperaturen des flüssigen Heliums wurden im J. 1926 gemacht vom erstgenannten Verf. mit Dr. D. H. Andrews[1]). Aus verschiedenen Gründen ließen aber die Sicherheit und die Genauigkeit der erhaltenen Resultate zu wünschen übrig. Eine Wiederholung und Fortsetzung der Messungen wurden damals gleich angekündigt. Diese haben nun stattgefunden. Obgleich der endgültige Bericht über diese neuen Messungen noch verschoben werden muß, liegt den Verf. daran, schon jetzt vorläufig darüber eine Mitteilung zu machen.

Die Methode war die Nernst-Eucken'sche, in der Ausführung wie sie schon im J. 1913 im Leidener Institut angenommen wurde[2]). Dabei sind Heizdraht und Thermometerdraht in einem Kern aus Kupfer eingebaut, der im Block der Substanz, dessen spezifische Wärme gemessen werden

1) Comm. Leiden Nr. 185 a.
2) Comm. Leiden Nr. 143.

soll, fest eingeschraubt wird. Die Wärmekapazität jenes Kernes wird gesondert gemessen.

Die Verbesserungen gegen die 1926er Messungen waren folgende:

1. Die Wärmeisolation des Blockes wurde verbessert.

2. Während damals derselbe Konstantandraht zum Heizen und zur Temperaturmessung vor und nach der Heizung diente, waren dazu jetzt zwei gesonderte Konstantandrähte vorgesehen, so daß auch der Temperaturgang während und gleich nach der Heizung beobachtet werden konnte.

3. Das Thermometer war jetzt nicht wie damals fest eingebettet, sondern frei in einer Heliumatmosphäre aufgehängt. Dabei ergab sich der Wärmeaustausch als weitaus genügend schnell. Der Vorteil ist, daß der Draht sich frei kontrahieren oder ausdehnen kann und keine unerwünschte Spannungen erleidet.

Der Thermometerdraht wurde in flüssigem Helium und in flüssigem Wasserstoff geeicht, für das zwischenliegende Gebiet wurde graphisch interpoliert[1]).

Die Ergebnisse waren nun sehr regelmäßig. Die bei den Temperaturen des flüssigen Wasserstoffs gemessenen Werte stimmen gut mit den im J. 1914 von Keesom und Kamerlingh Onnes (l. c.) erhaltenen Werten, sowie mit dem Ergebnis der bis 10° K. fortgeführten Messungen Simons[2]), und schließen sich der Debyeschen Kurve mit $\Theta = 88$ an. Letzteres gilt jedenfalls annähernd, auch für die Werte von 6,5 bis 3° K., in welchem Gebiet das T^3-Gesetz gilt. Die in diesem Gebiet im J. 1926 gefundenen größeren Abweichungen wurden jetzt nicht wieder gefunden.

Nachtrag (November 1928).

Die bei den angeführten Experimenten erhaltene Kurve der spezifischen Wärme zeigte eine merkwürdige Abweichung bei etwa 7° K. In Abwartung einer Kalibrierung des verwendeten Konstantanthermometers im Gebiet zwischen flüssigem Wasserstoff und flüssigem Helium sind inzwischen Messungen der spezifischen Wärme des Wismuts ausgeführt worden, wobei dasselbe Konstantanthermometer verwendet wurde. Dabei haben sich bei 7° K. ganz analoge Abweichungen ergeben als bei Bl. Wir erachten es als wahrscheinlich, daß diese durch das Verhalten des Thermometers bedingt sind, und müssen für das zwischen flüssigem Wasserstoff und flüssigem Helium liegende Temperaturgebiet weitere Untersuchungen abwarten.

1) Eine Kalibrierung im letztgenannten Gebiet ist vorgesehen.

2) F. Simon, Zeitschr. f. physik. Chem. **110**, 572, 1924.

Walther Meißner (Berlin), Messungen mit Hilfe von flüssigem Helium III. Widerstand von Metallen. Supraleitfähigkeit von Tantal. Beiträge zur Erklärung der Supraleitfähigkeit. Spezifische Wärme des gasförmigen Heliums.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Zum Teil nach Messungen mit B. Voigt und U. Adelsberger.)

Nach der Überführung der Heliumverflüssigungsanlage in das neu erbaute Kältelaboratorium der Reichsanstalt[1]) sind im letzten halben Jahr wieder eine Reihe von Untersuchungen mit Hilfe von flüssigem Helium angestellt worden, über die ich Ihnen einen vorläufigen kurzen Bericht geben möchte.

Die Messungen beziehen sich erstens auf den elektrischen Widerstand von Metallen, zweitens auf das Wesen der Supraleitfähigkeit und drittens auf die spezifische Wärme des gasförmigen Heliums.

Auf den Widerstand hin wurden neu untersucht: Aluminium, eine Reihe verschiedener Eisensorten, Beryllium, Kobalt, Molybdän, Rhodium, Palladium, Tantal, Wolfram, Iridium, Antimon, Neusilber und Kohle. Da die früheren Messungen[2]) gezeigt hatten, daß auf den Ein-

Tabelle I.

Widerstand von Kupfer.

Metall Atom-Nr.		*Cu* I (29)	*Cu* II
Herkunft		Schott *Cu* 1 Gr.-Goe.	Johnsen *Cu* 2 Gr.-Goe.
Bemerkungen		Kristall. getemp.	Kristall. getemp.
Länge Dicke		16 mm 2 mm Φ	19 mm 1,5 mm Φ
He-Druck	T	r	r
	273,20	1	1
	82,20	0,148	
	81,63		0,144
mm *Hg*	20,42	$8{,}6 \cdot 10^{-4}$	$7{,}8 \cdot 10^{-4}$
764	4,20		$2{,}9 \cdot 10^{-4}$
756	4,18	$3{,}4 \cdot 10^{-4}$	
46	2,42	$3{,}8 \cdot 10^{-4}$	
17	1,97		$2{,}8 \cdot 10^{-4}$
1,9	1,32	$3{,}5 \cdot 10^{-4}$	$2{,}9 \cdot 10^{-4}$
R_0 in Ω bei	273,2	$7{,}35 \cdot 10^{-5}$	$1{,}60 \cdot 10^{-4}$

1) W. Meißner, diese Zeitschr. **29**, 610, 1928. Z. d. V. D. I., **72**, 1069, 1928.

2) W. Meißner, diese Zeitschr. **26**, 689, 1925. Zeitschr. f. Phys. **38**, 647, 1926.

tritt der Supraleitfähigkeit, die besonders interessiert, weder die größte Reinheit noch der Kristallzustand einen maßgebenden Einfluß hat, wurden mit Rücksicht auf die Schwierigkeit der Beschaffung sehr reiner Metalle auch unreinere Proben in Drahtform verwendet. Tabelle I zeigt Ihnen zunächst die Ergebnisse für zwei schon von Grüneisen und Goens[1]) bis — 252° geprüfte Kupferkristalle, deren Untersuchung schon etwas weiter zurückliegt[2]). Es ist der auf den Wert 1 bei 0° C bezogene Widerstand r für verschiedene Temperaturen eingetragen. Beide Kristalle sind sehr rein, wie die Kleinheit des bei 1,3° abs. übrigbleibenden Restwiderstandes zeigt. Trotzdem werden sie nicht supraleitend. Tabelle II gibt die Messungen an Aluminium wieder. Am reinsten ist die schon von Grüneisen und Goens untersuchte Probe, die aber auch nicht supraleitend wird. Tabelle III und IV beziehen sich auf Eisenproben. Den kleinsten Restwiderstand hat das schon von Grüneisen und Goens[1]) untersuchte Elektrolyteisen *Fe* III von Griesheim-Elektron. Die mir von Herrn Dr. Kreussler und der Firma Siemens & Halske in liebenswürdiger Weise zur Verfügung gestellten Eisenproben *Fe* V bis *Fe* IX weisen einen geringeren Reinheitsgrad auf als das von Holborn[3]) untersuchte Kahlbaumsche Nitrateisen *Fe* II. Bei Reduktion nach der Mathiesen-Nernstschen Regel vom additiven Verhalten des Restwiderstandes lassen sich die verschiedenen Eisensorten

Tabelle II.

Widerstand von Aluminium.

Metall Atom-Nr.		*Al* I (13)	*Al* II	*Al* III
Herkunft		Amer.	Amer.	*Al* 1 Gr. u. Goe.
Behandlung		—	2,5h 300°C	2,5h 300°C
Länge Dicke		52 mm 1,5×1,1mm	53 mm 1,7×1,0mm	52 mm 2,2 mm Φ
He-Druck	*T*	*r*	*r*	*r*
	273,20	1	1	1
	83,41		0,1230	
	81,74	0,1279		
	77,74			0,1008
mm *Hg*	20,44	0,0210	0,0160	0,0075
768	4,21	0,0197	0,0148	0,0065
48	2,38	0,0198	0,0149	
2,2	1,35	0,0198	0,0150	
1,9	1,32			0,0067
R_0 in Ω bei	273,20	$1,35 \cdot 10^{-3}$	$1,16 \cdot 10^{-3}$	$3,56 \cdot 10^{-4}$

Tabelle III.

Widerstand von Eisen.

Metall Atom-Nr.		*Fe* II (26)	*Fe* II*	*Fe* III	*Fe* IV
Herkunft		*Fe* 2 Holb. Nitrat-E.	*Fe* 2 Holb. Kahlb.	*Fe* 1 Gr. u. Goe. Griesheim	Heraeus-Elektrol.
Behandlung		—	getemp.	getemp.	gereckt große Kristalle
Länge Dicke		57 mm 0,2 mm Φ	57 mm 0,2 mm Φ	30 mm 1,0 mm Φ	53 mm 1,0 mm Φ
He-Druck	*T*	*r*	*r*	*r*	*r*
	273,20	1	1	1	1
	83,91	0,1002	0,0952		
	78,25				0,0750
	78,21			0,0741	
	20,39			$0,0076_1$	$0,0082_2$
mm *Hg*	20,38	0,0151	0,0112		
768	4,22			$0,0062_0$	$0,0081_8$
763	4,21	0,0141	0,0102		
443	3,71	0,0141			
17,4	1,98			$0,0061_8$	$0,0081_9$
1,6	1,30	0,0141	0,0103		
R_0 in Ω bei	273,2	0,160	0,156	$3,48 \cdot 10^{-3}$	$6,07 \cdot 10^{-3}$

1) E. Grüneisen u. E. Goens, Zeitschr. f. Phys. **44**, 615, 1927.
2) Zeitschr. f. Instrumentenkde. **48**, 201, 1928.
3) L. Holborn, Ann. d. Phys. **59**, 145, 1919.

Tabelle IV.

Widerstand von Eisen.

Metall Atom-Nr.		*Fe* V (26)	*Fe* VI	*Fe* VII	*Fe* VIII	*Fe* IX
Herkunft		Kreussler	Kreussler	S. u. H. 5 × elektr.	S. u. H. 5 × elektr.	S. u. H. 5 × elektr.
Behandlung		—	3^h 300°	—	3^h 300°	3^h 300° geätzt.
Länge Dicke		54 mm 0,1 mm Φ	54 mm 0,1 mm Φ	54 mm 0,3 mm Φ	54 mm 0,3 mm Φ	55 mm 0,3 mm Φ
He-Druck	T	r	r	r	r	r
	273,20	1	1	1	1	1
	90,47			0,1734	0,1496	
	81,74			0,1482	0,1240	0,1220
	77,75	0,0850	0,0822			
	20,44			0,0670	0,0436	0,0414
mm *Hg*	20,42	0,0181	0,0163			
772	4,23		0,0154	0,0644	0,0420	0,0390
768	4,22	0,0164				
443	3,71		0,0151	0,0643	0,0419	0,0390
2,6	1,38		0,0150	0,0643	0,0419	0,0390
2,3	1,35	0,0163				
R_0 in Ω bei	273,2	0,679	0,753	0,0733	0,123	0,176

Tabelle V.

Widerstand von Beryllium, Kobalt, Molybdän, Rhodium und Palladium.

Metall Atom-Nr.		*Be* II (4)	*Co* I (27)	*Mo* I (42)	*Rh* I (45)	*Pd* I (46)
Herkunft		S. & H.	?	*Mo* 1 Holb.	*Rh* II Holb.	Heraeus 1921
Behandlung		—	$2,5^h$ 600°	$2,5^h$ 500°	$2,5^h$ 500°	$2,5^h$ 500°
Länge Dicke		7,4 mm 1,8 × 1,5 mm	50 mm 2,5 × 0,5 mm	52 mm 0,1 mm Φ	53 mm 0,9 × 0,1 mm	22 mm 0,6 mm Φ
He-Druck	T	r	r	r	r	r
	273,20	1	1	1	1	1
	81,74	0,322$_9$				
	78,24		0,4426			
	77,74			0,2245	0,4420	0,1916
	20,44	0,3075	0,3771			
mm *Hg*	20,42			0,1307	0,3533	0,0303
774	4,22	0,3075	0,3680	0,1318	0,3420	0,0247
18	2,38	0,3075				
2,2	1,35	0,3077	0,3632			
1,8	1,32					
1,4	1,28			0,1335	0,3380	0,0245
R_0 in Ω bei	273,2	$2,25 \cdot 10^{-4}$	$4,15 \cdot 10^{-3}$	0,366	0,127	$7,80 \cdot 10^{-3}$

nicht genau auf ein und dasselbe Idealeisen zurückführen. Schon zwischen getempertem und nicht getempertem, sonst gleichem Material sind in dieser Beziehung Unterschiede vorhanden.

Tabelle V zeigt Messungsergebnisse für Beryllium, das mir von der Firma Siemens & Halske in liebenswürdiger Weise zur Verfügung gestellt wurde, für Kobalt, Molybdän, Rhodium und

Tabelle VI.

Widerstand von Tantal, Wolfram, Iridium und Antimon.

Metall Atom-Nr.		*Ta* I (73)	*W* I (74)	*Ir* I (77)	*Sb* I (51)
Herkunft		Glühlampe	Osramlampe	*Ir* I Holb.	Kahlb.
Behandlung		geglüht	geglüht	2,5⁴ 500°	—
Länge, Dicke		51 mm 0,045 mm Φ	51 mm 0,03 mm Φ	29 mm 0,8 × 0,5 mm	35 mm 2 × 2 mm
He-Druck	*T*	*r*	*r*	*r*	*r*
	273,20	1	1	1	1
	78,24	0,2278	0,1478		
	77,74	0,2257		0,1905	
	20,44	0,0309	0,0317		
mm *Hg*	20,42	0,0309		0,0536	
882	4,4	0,0354			
774	4,22	$5 \cdot 10^{-8}$	0,0307	0,0480	0,0243
1,8	1,31		0,0307		0,0239
1,6	1,29	$5 \cdot 10^{-8}$		0,0478	
R_0 in Ω bei	273,20	3,62	2,60	$6,37 \cdot 10^{-3}$	$6,56 \cdot 10^{-3}$

Palladium. Keines dieser Metalle wird, wie man sieht, supraleitend. Am reinsten ist von ihnen Palladium. Tabelle VI gibt Messungen an Tantal,

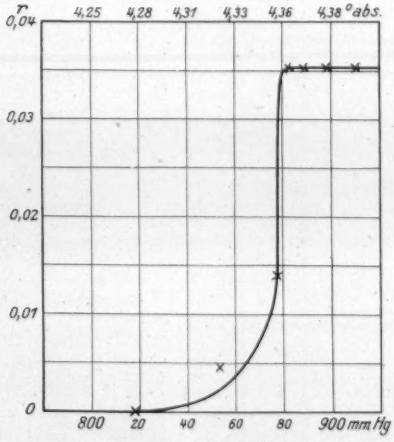


Fig. 1. Supraleitfähigkeit von Tantal.

Wolfram, Iridium und Antimon wieder. Die drei letzten Metalle zeigen nichts besonderes.

An Tantal aber ist das interessante Ergebnis zu verzeichnen, daß es supraleitend wird. Wie Sie sehen, wurde festgestellt, daß der Widerstand bei 4,2° abs. schon kleiner als 5×10^{-8} von dem bei 0° C ist, während bei 4,4° ein großer Restwiderstand von 3,5 Proz. vorhanden ist. Fig. 1 zeigt die Art des Abfalls des Widerstandes, der demnach innerhalb 0,1° erfolgt. Die eingetragenen Punkte sind Mittelwerte der Beobachtungspunkte, die noch etwas verstreut liegen, weshalb die Abfallskurve noch genauer bestimmt werden soll. Tabelle VII zeigt die Stellung von Tantal im periodischen System gegenüber den andern Supraleitern. Man sieht, daß auch Tantal wieder in derselben Gegend liegt wie die andern fünf Supraleiter Blei, Quecksilber, Zinn, Thallium und In-

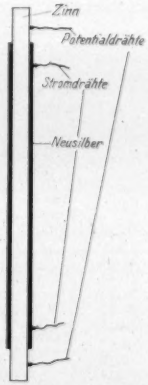


Fig. 2. Supraleitung im Inneren von Zinn.

Tabelle VII.

Auszug aus dem Periodischen System der Elemente.

Periode	I. Gruppe	II. Gruppe	III. Gruppe	IV. Gruppe	V. Gruppe	VI. Gruppe
IV	37 *Rb* 85,5	38 *Sr* 87,6	39 *Y* 89,0	40 *Zr* 91,2	41 *Nb* 93,5	42 *Mo* 96,0
	47 *Ag* 107,88	48 *Cd* 112,4	49 *In* $3^0{,}4$ 114,8	50 *Sn* $3^0{,}7$ 118,7	51 *Sb* 121,8	52 *Te* 127,5
V	55 *Cs* 132,8	56 *Ba* 137,4	57 *La* 138,9	58 *Ce* 140,2	59 *Pr* 140,9 60 *Nd* 144,3	61 *Il* ? 62 150
	67 *Ho* 163,5	68 *Er* 167,7 69 *Tu* 169,4	70 *Yb* 173,5 71 *Cp* 175,0	72 *Hf* 178,6	73 *Ta* 181,5 $4^0{,}4$	74 *W* 184,0
	79 *Au* 197,2	80 *Hg* $4^0{,}2$ 200,6	81 *Tl* $2^0{,}5$ 204,4	82 *Pb* $7^0{,}3$ 207,2	83 *Bi* 209,0	84 *Po* (210)
VI	87 —	88 *Ra* 226,0	89 *Ac* (230)	90 *Th* 232,1	91 *Pa* (234)	92 *U* 238,2

dium. Ein Prinzip für die Reihenfolge der eingetragenen Sprungpunkte ist auch jetzt nicht ersichtlich. Die Auffindung desselben wird um so leichter sein, je mehr Supraleiter bekannt sind, weshalb die Fahndung nach ihnen fortgesetzt werden wird.

Tabelle VIII.

Widerstand von Neusilber und Kohle.

Metall		Neus. I.	Neus. II.	Kohle I.
Herkunft		Cochius	Cochius	aus Glühlpe.
Behandlung		Rohr	Rohr	gebrannt
Länge Dicke		53 mm 1,55/1,30	52 mm 0,73/0,50	44 mm 0,2 Φ
He-Druck	*T*	*r*	*r*	*r*
	273,20	1	1	1
	78,24			1,145
	77,79	0,9209	0,9278	
	20,44			1,163
mm *Hg*	20,39	0,9049	0,9154	
774 4	4,22			1,182
764	4,21	0,8991	0,9154	
1,9	1,32	0,8983	0,9149	1,193
R_0 bei	273,20	$2{,}10 \cdot 10^{-2}$	$6{,}32 \cdot 10^{-2}$	46,7

Tabelle VIII zeigt, daß der Widerstand von Neusilber bei $1{,}3^0$ abs. noch fast 90% von dem bei 0^0 C ist, so daß sich Neusilber ähnlich wie Konstantan und Manganin verhält. Der Widerstand von Kohle nimmt bis zu den tiefsten Temperaturen zu. — Ich habe noch hervorzuheben, daß die Messungen zwischen 0^0 C und -252^0 zum großen Teil durch Herrn Dr. Voigt ausgeführt wurden.

Ich komme nun zu den Messungen über das Wesen der Supraleitfähigkeit. Es war m. E. noch nicht einmal sicher, ob die Supraleitfähigkeit ein Volumeffekt oder ein Oberflächeneffekt ist; es schien nicht ausgeschlossen, wenn auch unwahrscheinlich, daß der supraleitende Strom von Elektronen in der Grenzschicht Metall-Isolator geführt wird. Deshalb wurde folgender Versuch angestellt (Fig. 2): In dünne, rein geätzte und mit Stickstoff gespülte Neusilberröhrchen von 0,5 bzw. 1,3 mm Innendurchmesser wurde Zinn hineingesaugt, so daß eine innige Verbindung zwischen Neusilber und Zinn eintrat, wie besondere Untersuchungen zeigten. Das Neusilberröhrchen wurde an den Enden eines Stückes entfernt, und die Potentialdrähte wurden direkt an das Zinn angelötet. Der Widerstand des Neusilberröhrchens war nach den vorher ermittelten Werten groß gegen den des Zinns, besonders in flüssigem Helium. Zur Kontrolle wurde auch ein Zinnstückchen ohne Neusilberrohr aus gleichem Material untersucht, sowie ein mit Zinn gefülltes Röhrchen, das bis auf halben Querschnitt abgefeilt war, so daß das Zinn wieder zum Teil freie Oberfläche hatte. Tabelle IX zeigt die Resultate. Alle vier Proben wurden supraleitend. Die Lage des Sprungpunktes wurde

Tabelle IX.

Widerstand von Zinn in Neusilber.

Metall Atom-Nr.		*Sn* II (50)	*Sn* IV	*Sn* V	*Sn* VI
Herkunft		Kahlb.	Kahlb.	Kahlb.	Kahlb.
Behandlung		in Neus.-rohr	in Neus.-rohr	ohne Hülle	wie *Sn* IV, aber halb abgefeilt
Länge Dicke		55 mm 1,55 × 1,30 mm	56 mm 0,73 × 0,50 mm	52 mm 0,69 mm Φ	52 mm —
He-Druck	*T*	*r*	*r*	*r*	*r*
	273,20	1	1	1	1
	77,79	0,2641	0,2785	0,2245	0,2766
mm *Hg*	20,39	0,0505	0,0501	0,0346	—
764	4,21	0,0270	0,0238	0,0066	0,0385
361	3,53		Sprung		
1,9	1,32	$< 4 \cdot 10^{-7}$	$< 1 \cdot 10^{-7}$	$< 4 \cdot 10^{-7}$	$< 3 \cdot 10^{-7}$
R_0 in Ω bei	273,20	$3,37 \cdot 10^{-3}$	$1,72 \cdot 10^{-2}$	$1,60 \cdot 10^{-2}$	$1,98 \cdot 10^{-2}$

nur an einem Röhrchen, *Sn* IV, festgestellt. Der Abfall erfolgt bei etwas tieferer Temperatur als bei reinem Zinn, was vielleicht auf Verunreinigung durch das Neusilber zurückzuführen ist. Auch der Restwiderstand des gefüllten Röhrchens ist nämlich sehr hoch. Es macht hiernach keinen Unterschied, ob die Oberfläche des Supraleiters an einen Isolator oder einen Leiter grenzt, und man wird mit größerer Sicherheit als früher behaupten können, daß die Supraleitfähigkeit kein Oberflächen-, sondern ein Volumeffekt ist. Dies schließt natürlich nicht aus, daß der supraleitende Strom ungleichmäßig über den Querschnitt des Leiters verteilt ist, oder auch in der äußersten Schicht des Leiters fließt. Was der Versuch zeigt, ist, daß für den supraleitenden Strom nicht eine Grenzfläche Leiter-Isolator notwendig ist.

Ein weiterer Versuch bezog sich darauf, ob der supraleitende Strom durch quantenmäßig bedingte Ketten von Elektronen zustande kommt,

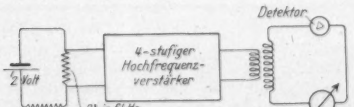


Fig. 3. Meßanordnung mit Verstärker.

die von einem Atom zum andern in den Quantenbahnen der äußersten Elektronenschale übergehen. Wie Kretschmann betont hat, muß eine einzelne solche Elektronenkette einen Strom mit sich führen, der von der Größenordnung $0,3 \times 10^{-3}$ Ampere ist. Kleinere Ströme in Supraleitern wären hiernach nicht ohne vorübergehendes Abreißen des Stromes möglich. Schon früher[1]) hatte ich ohne Erfolg den Versuch gemacht, derartige Stromunterbrechungen, die im Galvanometer wegen ihrer Häufigkeit nicht bemerkbar sind, mit Hilfe von Elektronenrohrverstärkern nachzuweisen. Nunmehr habe ich den

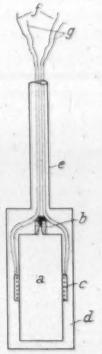


Fig. 4. Vakuumkalorimeter 1.

a Stahlgefäß mit *He*
b Verschlußvorrichtung
c Heizwicklung in Schwefel
d Äußere Kapsel
e Neusilberrohr zum Evakuieren
f Stromdrähte
g Potentialdrähte

1) Zeitschr. f. Instrumentenkde. **47**, 234, 1927.

Versuch mit verfeinerten Hilfsmitteln zusammen mit Herrn Dr. Adelsberger wiederholt. Fig. 3 zeigt die Meßanordnung: Von den Enden des Bleidrahtes im flüssigen Helium führen Leitungen zu einem vierstufigen Hochfrequenzverstärker (Loewe-Röhren), mit dem ein Detektorkreis mit Panzergalvanometer gekoppelt ist. Die Kopplung konnte variiert werden, um für alle Frequenzen möglichst hohe Empfindlichkeit zu erhalten. Bei höheren Frequenzen, also schnell folgenden Stromschwankungen wird die Kapazität und Selbstinduktion der Zuleitungen und Vorschaltwiderstände ungünstig wirken. Es wurden aber in dieser Hinsicht möglichst günstige Verhältnisse geschaffen. Trotzdem war auch bei dieser Wiederholung des Versuchs nichts von Spannungsschwankungen zu bemerken: Der Ausschlag des Galvanometers im Detektorkreis blieb derselbe, ob starker Strom, ganz schwacher Strom (1×10^{-6} Ampere) oder gar kein Strom durch den Supraleiter floß. Danach halte ich es für wahrscheinlich, daß auch der supraleitende Strom von unregelmäßig verteilten Elektronen getragen wird, und daß das Verschwinden des Widerstandes darauf beruht, daß die Energie der Elektronen nicht mehr an die Atome abgegeben werden kann, daß sie also sozusagen elastisch reflektiert werden.

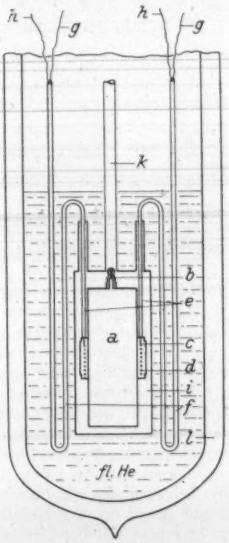


Fig. 5. Vakuumkalorimeter 2.

a Stahlgefäß mit *He*	*f* Neusilberröhrchen 1,2/1 mm
b Verschlußvorrichtung	*g* Stromdrähte
c Kammer für Heizwicklung	*h* Potentialdrähte
d Heizwicklung aus Konstantan	*i* Äußere Kapsel
e Neusilberröhrchen 0,7/0,64 mm	*k* Neusilberrohr zum Evakuieren von *i*
	l Gefäß mit fl. *He*

Zum Schluß möchte ich Ihnen noch kurze Angaben über die Messungen betreffs der spezifischen Wärme des gasförmigen Heliums machen. Solche Messungen hatte ich schon 1926 mit dem in Fig. 4 dargestellten einfachen Vakuumkalorimeter gemacht: Eine mit Helium derartig gefüllte Stahlkapsel, daß in ihr bei 4° abs. etwa 3/4 Atm. Druck herrscht, hängt im Vakuum an den Zuleitungen zu einer Wicklung aus Konstantan, die zur Heizung und Temperaturmessung dient. Die Wicklung ist zur besseren Wärmeübertragung in Schwefel eingebettet, was sich gut bewährte. Aber zwei Mängel traten auf: Um die Stahlkapsel abzukühlen, mußte man etwas Helium in den Zwischenraum hineinlassen, und es gelang nicht, das Vakuum dann schnell genug so hoch zu bringen, daß die thermische Isolierung hohen Ansprüchen genügte. Erhebliche Korrektionen wegen Wärmeabgabe nach außen waren nötig. Ferner änderte der Konstantandraht im

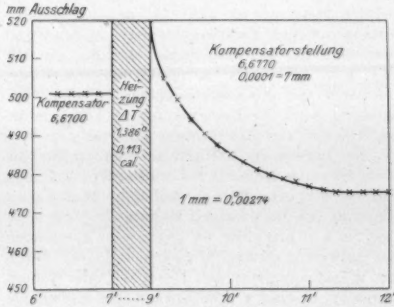


Fig. 6. Beispiel einer kalorimetrischen Messung.

Schwefel unregelmäßig Größe und Temperaturkoeffizient. Deshalb hatte ich zu den Messungen nicht genügendes Zutrauen. Nunmehr habe ich Messungen mit einem weitgehend verbesserten Kalorimeter angestellt, das in Fig. 5 dargestellt ist: Der Konstantandraht befindet sich jetzt in einer mit Helium von ca. 1/10 mm *Hg*-Druck gefüllten Kammer, von der aus dünne Neusilberröhrchen zur äußeren Kapsel und weiter aus der ganzen Apparatur herausführen. Durch diese Röhrchen laufen die Zuführungsdrähte. Die Röhrchen sind so gebogen, daß sie durch das flüssige Helium gekühlt werden. Will man die

Stahlkapsel abkühlen, so läßt man durch die Röhrchen Helium strömen. Es handelt sich also um eine Modifikation der Methode von Simon und Lange[1]), bei der sie Wasserstoff im Kalorimeter kondensierten zur Abkühlung desselben. Eine Kondensation von Helium ist hier aber ganz unzulässig, da die Messung der kleinen spezifischen Wärme durch die Verdampfungswärme etwa rückbleibenden flüssigen Heliums unmöglich gemacht würde. Nach dem Abkühlen des Kalorimeters wird die Kammer bis auf einen genügend kleinen Druck wieder ausgepumpt.

Dieses neue Kalorimeter hat nun eine ausgezeichnete thermische Isolation, wie Sie aus dem in Fig. 6 dargestellten Beispiel einer Meßreihe ersehen können. Es ist als Abszisse die Zeit, als Ordinate der Galvanometer-Ausschlag bei der Messung des Konstantanwiderstandes mit dem Kompensationsapparat aufgetragen. Dabei betrug die Einstellung des Kompensators vor der Heizung 6,6700, nach der Heizung 6,6770, und es ist 0,0001 = 7 mm, sowie 1 mm = 0,0027°. Vor der Heizung ist der Galvanometer-Ausschlag konstant. Nach der Heizung sinkt er zunächst um etwa 40 mm = 0,1°, weil der Temperaturausgleich im Kalorimeter noch nicht völlig erfolgt war. Dann aber ist der Ausschlag wieder nahezu konstant, so daß fast gar keine Korrektionen wegen Temperaturganges anzubringen sind und die kalorimetrische Messung an sich eine Genauigkeit von 1 Promille zulassen würde. Eine sehr viel größere Unsicherheit kommt aber vorläufig durch die Bestimmung des Temperaturkoeffizienten des Konstantans hinein.

Die bisherigen Meßreihen ergaben für die Molwärme des Heliums bei konstantem Volumen und bei 0,75 Atm. Druck, wobei die Dichte etwa 1/10 von der des flüssigen Heliums ist, den Wert 1,94 bei 5,5° abs., also 65% von dem klassischen Normalwert 2,98 der Molwärme. Dabei wurde die Wärmekapazität des Gefäßes ohne Helium gesondert bestimmt. Sie beträgt aber nur wenige Prozent von der des Inhalts. Die Genauigkeit möchte ich vorläufig wegen der Unsicherheit im Wert des Temperaturkoeffizienten des Konstantans auf höchstens einige Prozent schätzen.

Die Unterschreitung des klassischen Wertes ist natürlich auf Quanteneffekte zurückzuführen. Kleinere Abweichungen vom Normalwert hatten schon Scheel und Heuse[2]) sowie Eucken[3]) aus ihren Messungen über die spezifische Wärme bei konstantem Druck bei 93° abs. bzw. 18° abs. gefolgert. Für eine Prüfung der Theorieen der Gasentartung, die sich ja nur auf ideale Gase beziehen und sehr viel kleinere Abweichungen vom Normalwert ergeben, reichen die von mir durchgeführten Messungen noch nicht aus[1]). Dazu müssen sie zum mindesten auf kleinere Drucke und tiefere Temperaturen ausgedehnt werden. Dies wird, nachdem die Mess-Methode nunmehr einwandfrei arbeitet, wie ich hoffe, in nicht zu langer Zeit durchführbar sein.

1) F. Lange und F. Simon, Zeitschr. f. Phys. **15**, 312, 1923.
2) K. Scheel und W. Heuse, Ann. d. Phys. **40**, 492, 1913.
3) A. Eucken, Berl. Ber. 1914, 682.

1) Vgl. W. Meißner, Zeitschr. f. Phys. **36**, 325, 1926.

R. Hase (Hannover), Das Wärmespektrum des festen und flüssigen Eisens.

Unsere Kenntnis über das Energiespektrum hoch erhitzter Metalle ist noch sehr gering und beschränkt sich eigentlich auf einige physikalisch hochwertige Elemente, wie Platin und Wolfram. Hier sind zu nennen die Arbeiten von Rubens, Paschen, Lummer-Pringsheim und Coblentz. Die sonst vorliegenden reichhaltigen Messungen über die Strahlung fester und flüssiger Metalle bei höheren Temperaturen beziehen sich fast ausschließlich auf Gesamtstrahlung oder im optischen Gebiet gemessene Teilstrahlungen. Und doch verspricht gerade die Untersuchung der spektralen Energieverteilung eines strahlenden Metalles physikalisch außerordentlich interessante Aufschlüsse und liefert uns erst ein quantitatives Bild dessen, was man mit der Gesamtstrahlung rein qualitativ erfaßt. Hinzu kommt, daß auch die Technik in steigendem Maße Interesse an diesen Fragen gewinnt, einmal aus wärmewirtschaftlichen Gründen und ferner, weil hier eins der wichtigsten, in manchen Fällen sogar das einzige Mittel gegeben ist zur praktischen Temperaturmessung.

Der Zweck der vorliegenden Arbeit war, zunächst bei dem Eisen als dem technisch bei weitem wichtigsten Metall beginnend, die relativen Energiekurven bei verschiedenen Temperaturen zu messen und an diejenige des schwarzen Körpers anzuschließen. Die Untersuchungen wurden einerseits im Laboratorium an elektrisch geglühten Eisenbändern in Edelgas-Atmosphäre ausgeführt, andererseits am flüssigen Eisen direkt am Kupolofen einer größeren Gießerei. Die besonders schwierigen Nebenumstände, unter denen die letzteren Messungen auszuführen waren, erforderten die Ausbildung eines besonderen Spektrometers, dessen eingehende Beschreibung an anderer Stelle folgen wird.

Als Ergebnis zeigt Fig. 1 die als Mittelwerte aus

einer großen Anzahl von Beobachtungsreihen erhaltenen Kurven zunächst an Eisenstreifen, welche aus Walzblechtafeln geschnitten waren, ihre natürliche schwarze Oberflächenfarbe besaßen und zwischen den Sekundärklammern eines Tammannofens in einem Strom von Argon geglüht wurden. Der Vergleich mit den kurz vor und nach der Messung aufgenommenen schwarzen Körperkurven zeigt eine große Ähnlichkeit in der Lage der Maxima, sowie ein Zusammenrücken der Kurve nach dem sichtbaren Gebiet zu. Während die Gesamtstrahlung von Eisen und schwarzem Körper bei 1100° noch starke Unterschiede zeigt, sind sie bei 1300°, dem höchsten vor dem Durchschmelzen noch erreichbaren Wert, annähernd gleich. Dies bestätigt die aus der praktischen Erfahrung bekannte Tatsache, daß die Strahlung der Metalle mit zunehmender Temperatur immer schwärzer wird.

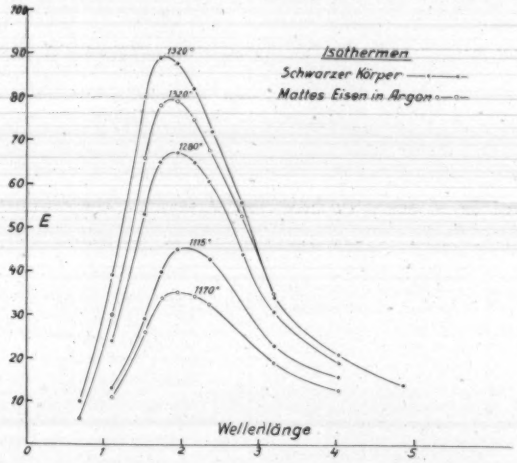


Fig. 1.

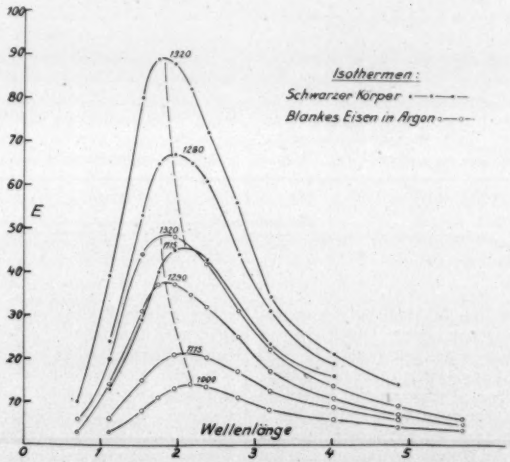


Fig. 2.

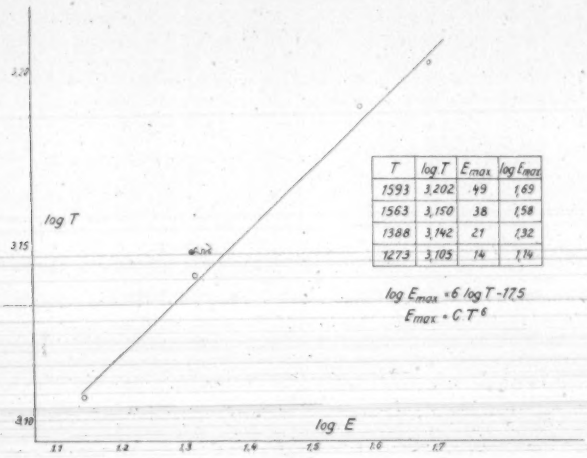


Fig. 3.

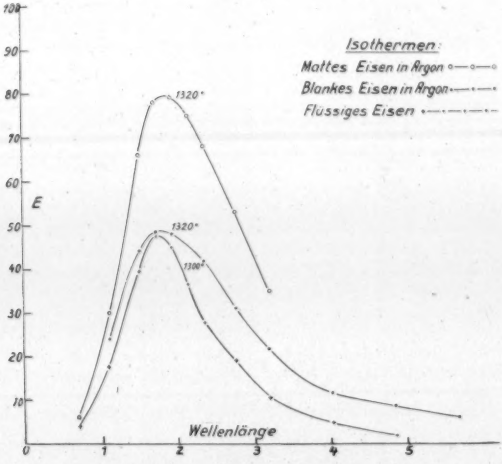


Fig. 4.

Kurve 2 bezieht sich auf ähnliche Messungen, jedoch mit Blechstreifen, deren Oberfläche vor dem Glühen blank geschmirgelt wurde. Im Vergleich zu dem vorhergehenden Bilde zeigen diese Kurven bei gleichen Temperaturen bedeutend kleinere Maxima gegenüber dem matten Eisen, so daß auch bei 1300° der Höchstwert nur die Hälfte desjenigen der Hohlraumstrahlung beträgt. Bemerkenswert ist die dem Wienschen Gesetz entsprechende Verschiebung des Maximums mit steigender Temperatur, wobei sich zeigt, daß die entsprechenden Wellenlängen kleiner sind als beim schwarzen Körper. Für das beobachtete Temperaturgebiet würde sich für blankes Eisen die Konstante des Wienschen Gesetzes zu etwa 2890 ergeben, also zwischen derjenigen des schwarzen Körpers 2940 und des Platins 2630 liegen. Trägt man die für die vier Temperaturen 1000, 1115, 1290

und 1320 Grad gewonnenen Werte als Funktion der Temperatur logarithmisch auf, so ergibt sich ein geradliniger Verlauf (Kurve 3), dessen Auswertung zu der Beziehung $E = C \cdot \alpha T^6$ führt, d. h. also, die Ordinate des Energiemaximums in der Strahlungskurve des blanken Eisens nimmt in dem untersuchten Intervall mit der 6. Potenz zu, während dies bekanntlich beim schwarzen Körper mit der 5. Potenz erfolgt. Es ist aber interessant, darauf hinzuweisen, daß auch Lummer und Pringsheim bei ihren Platinmessungen ein Fortschreiten mit der 6. Potenz gefunden haben, so daß anzunehmen ist, daß es sich hier um ein für blanke Strahler gültiges allgemeines Gesetz handelt.

Besondere Schwierigkeiten boten die im Betriebe durchgeführten Messungen am flüssigen Eisen, weil es erforderlich war, mit dem noch auf geringste Wärmeeffekte reagierenden Spektrometer in unmittelbare Nähe des auch für den Beobachter unerträglich strahlenden Kupolofens heranzugehen. Nach mehrfach mißglückten Versuchen führte Einbau der gesamten Apparatur in Wasserkästen zum Ziel. Auf diese Weise konnte wohl zum ersten Male an einem flüssigen Metall die Energiekurve betriebsmäßig beobachtet werden.

Als Gesamtergebnis zeigt Kurve 4 den Vergleich der drei Energiekurven für mattes, blankes und flüssiges Eisen bei 1300°. Hierdurch erklären sich jetzt ohne weiteres die bisher bei Temperaturmessungen an Eisen beobachteten Abweichungen bei Verwendung verschiedener Meßmethoden, und es zeigt sich, daß die Strahlungsunterschiede im wesentlichen durch das Spektralgebiet bedingt sind, welches oberhalb etwa $1{,}5\,\mu$ gelegen ist.

Das Ergebnis läßt sich in folgenden Sätzen zusammenfassen:

1. Das Energie-Spektrum des strahlenden Eisens in fester und flüssiger Form zeigt einen Verlauf, welcher dem des schwarzen Körpers ähnlich ist.

2. Die Absolutbeträge der Eisenstrahlung sind in weitgehendstem Maße von der Oxydation der Oberfläche abhängig.

3. Die Strahlung des blanken reinen Eisens in Edelgasatmosphäre zeigt eine dem Wienschen Gesetz ähnliche Verlagerung des Maximums mit steigender Temperatur nach kürzeren Wellen zu. Die Ordinate des Maximums wächst wie bei Platin mit der 6. Potenz der absoluten Temperatur. Die Konstante C ergibt sich zu 2890.

4. Im Gegensatz zum blanken Eisen steht das von Schlacken und Zunder freie matte Eisen, dessen Strahlung annähernd grau ist und sich mit steigender Temperatur derjenigen des schwarzen Körpers nähert.

5. Die Energiekurve des flüssigen Eisens ist in ihrem Verlauf kontinuierlich und nach Größe und Richtung derjenigen des blanken festen Metalles ähnlich.

J. Dejmek (Brünn), Über das logarithmische Mischungsgesetz.

Die erstmals von S. Arrhenius 1887 zur Berechnung der inneren Reibung verdünnter Lösungen ad hoc aufgestellte logarithmische Mischungsformel ist später von J. Kendall zur Berechnung der Viskosität binärer Flüssigkeitsgemische und vor einigen Jahren von K. Lichtenecker zur Berechnung des elektrischen Widerstandes und der Dielektrizitätskonstanten binärer leitender bzw. isolierender Aggregate bei Abwesenheit sekundärer Erscheinungen vorgeschlagen worden. Die Kurve der logarithmischen Mischungsregel ($\log a = \vartheta_1 \log a_1 + \vartheta_2 \log a_2$; a, a_1, a_2, Eigenschaften des Aggregates bzw. seiner Komponenten, ϑ_1, ϑ_2 Raumanteile in der Mischung) als Funktion der Konzentration der einen Komponente in der Mischung zeigt negativen Kurvenverlauf und trifft so das Typische des wirklichen Verlaufes der Eigenschaftswerte der natürlichen Aggregate bei Abwesenheit sekundärer Effekte. Nach Lichtenecker kann man — nach dem Satz vom genügenden Grunde — für Widerstand und Leitfähigkeit einen Ausdruck der gleichen Form fordern und wird zum logarithmischen Mischungsgesetz geführt. Darüber hinaus kann man für ein früher vom Referenten aufgestelltes, das Superpositionsprinzip der „Einflüsse" $q(a)$ formulierendes, allgemeines Mischungsgesetz: $q(a) = \sum \vartheta_i q(a_i)$, ($i = 1, 2 \ldots$ mit $\sum \vartheta_i = 1$) die Invarianz gegenüber der Transformation (Eigenschaftsrelation) $a_i = \alpha b_i^\beta$, $a = \alpha b^\beta$ fordern und wird, falls $\beta \neq 1$, zum logarithmischen Mischungsgesetz geführt. Ist $\beta = 1$, so führt diese Invarianzforderung auf die Alternative: logarithmisches Mischungsgesetz, Potenzgesetz. Umgekehrt bleibt das logarithmische Mischungsgesetz nur gegenüber obiger Transformation invariant. Aus der Invarianz des logarithmischen Mischungsgesetzes gegenüber dieser Eigenschaftstransformation folgt, daß es als ausgezeichnet für Mischungen bei Abwesenheit sekundärer Effekte gelten muß. Die Eigenschaftsrelation umfaßt das Wiedemann-Franzsche Gesetz, das nach A. W. Smith für mischkrystallfreie Aggregate näherungsweise gilt, die Reziprozität zwischen Widerstand und Leitfähigkeit, zwischen Viskosität und Fluidität und die bekannte Beziehung zwischen Dielektrizitätskonstante und Brechungsindex für optisch isotrope Medien. Von einer Räumlichkeitskorrektur Lichteneckers wird abgesehen, da nicht einzusehen ist, warum das auf obige Art aus dem allgemeinen Mischungsgesetz abgeleitete logarithmische Mischungsgesetz nur für zwei dimensionale Aggregate gelten soll. Für binäre Legierungen ohne Mischkrystallbildung ist das logarithmische Mi-

schungsgesetz erfüllt. Desgleichen kann es zur Berechnung der Leitfähigkeit jener Reihen von Legierungen dienen, die zum Typus der Legierungen mit beschränkter Löslichkeit der einen Komponente in der andern gehören und dort die Löslichkeitslücke ausfüllen, da diese von Gemengen der einen gesättigten Lösung in der andern erfüllt wird. An Lichtbildern wird dies für die elektrische und thermische Leitfähigkeit der Systeme *Cd-Bi*, *Al-Bi* und *Ag-Pb* dargetan. Weiterhin werden Anwendungen auf die Berechnung der inneren Reibung binärer Flüssigkeitsgemische und ihrer Dielektrizitätskonstanten gezeigt.

Zusatz bei der Korrektur. — Bei Gelegenheit des Vortrages wurde jedoch die erwähnte Anwendung der logarithmischen Mischungsformel auf die Berechnung der inneren Reibung binärer Flüssigkeitsgemische zugunsten ihrer Anwendung auf die magnetische Doppelbrechung einiger von G. Szivessy und M. Richartz (Ann. d. Phys. Bd. 86, Nr. 11, 1928) untersuchten binären Flüssigkeitsgemische zurückgestellt. Hier stimmen die nach ihr berechneten Werte der Phasendifferenz zwischen der ordentlichen und außerordentlichen Welle in Abhängigkeit von der Volumkonzentration der einen Komponente — im Gegensatze zu dem nach der Langevinschen molekularen Orientierungstheorie berechneten — mit den gemessenen Werten sehr gut überein. Hiermit ist die logarithmische Mischungsformel auch auf eine Größe angewendet worden, welche nicht direkt als Körpereigenschaft angesprochen werden kann.

Ernst Reichenbächer (Wilhelmshaven), Der Elektromagnetismus und die fünfte Weltdimension.

Wie ich schon vor zwei Jahren in meinem Düsseldorfer Vortrage (1) ausführte, sind die bisherigen Versuche, den Elektromagnetismus in die Weltgeometrie einzugliedern, fehlgeschlagen, da es nicht gelungen ist, sämtliche Fundamentalgleichungen aus einem Prinzip ungezwungen herzuleiten[1]).

Diese Grundgleichungen sind zunächst die beiden Gruppen der Maxwellschen Gleichungen, die in weltgeometrischer Schreibweise lauten:

$$\mathrm{Div}_\varkappa f^{\lambda\varkappa} = 0 \qquad (1)$$

$$\mathrm{Div}_\varkappa h^{\lambda\varkappa} = -\varrho^\lambda \qquad (2)$$

und die man die Feldgleichungen des Elektromagnetismus nennt. In ihnen bedeuten die kovariant umgeschriebenen Tensoren $f_{\lambda\varkappa}$ den Feldtensor der Elektrizität und $h_{\lambda\varkappa}$ den sog. Verschiebungstensor, der auf einfache Weise mit $f_{\lambda\varkappa}$ zusammenhängen muß und im einfachsten Falle sich auf $f_{\lambda\varkappa}$ reduziert. Die erste Gruppe der Maxwellschen Gleichungen besagt weiter nichts, als daß sich $f_{\lambda\varkappa}$ als Rotation eines Vektors $\varphi_\varkappa$, nämlich als

$$f_{\lambda\varkappa} = \frac{\partial \varphi_\lambda}{\partial x^\varkappa} - \frac{\partial \varphi_\varkappa}{\partial x^\lambda}$$

darstellen lassen muß, da sie auch in der Gestalt

$$f_{\lambda\varkappa\nu} = \frac{\partial f_{\lambda\varkappa}}{\partial x^\nu} + \frac{\partial f_{\varkappa\nu}}{\partial x^\lambda} + \frac{\partial f_{\nu\lambda}}{\partial x^\varkappa} = 0 \qquad (1a)$$

geschrieben werden kann. Die zweite Gruppe führt neben dem Verschiebungstensor h noch einen Vektor ϱ ein, der als Ladungsdichte bezeichnet wird. So zeigen diese Gleichungen die Verknüpfung des Feldtensors — h hängt ja auch mit f zusammen — mit der Ladung.

Es ist das Verdienst Weyls, zuerst gezeigt zu haben, daß diese zweite Gruppe der Maxwellschen Gleichungen sich stets ergibt, wenn man ein Wirkungsintegral variiert, dessen Integrand abgesehen von dem Faktor $\sqrt{g}$, der Wurzel aus der Determinante des Einsteinschen Fundamentaltensors $g_{\mu\nu}$, eine skalare Weltfunktion W ist, die neben den $g_{\mu\nu}$ und ihren Ableitungen noch die $\varphi_\varkappa$ und ihre ersten Differentialquotienten enthält. Die Variation nach den $g_{\mu\nu}$ gibt dann in bekannter Weise die Feldgleichungen der Gravitation, nach den $\varphi_\varkappa$ die der Elektrizität und zwar diese stets in der Gestalt der zweiten Gruppe der Maxwellschen Gleichungen, ganz unabhängig von der speziellen Annahme über den Bau der Weltfunktion.

Schwierigkeiten werden aber der Weylschen Theorie bereitet durch die Deutung des Vektors $\varphi_\varkappa$ und besonders durch die mechanischen oder ponderomotorischen Gleichungen

$$f_{\varkappa\lambda}\varrho^\varkappa = m g_{\lambda\mu}\left[\frac{d^2x^\mu}{ds^2} + \left\{\begin{matrix}\varkappa\nu\\ \mu\end{matrix}\right\}\frac{dx^\varkappa}{ds}\frac{dx^\nu}{ds}\right], \qquad (3)$$

die die Beschleunigung eines Teilchens von der Masse m durch die „Feldkraft" $f_{\varkappa\lambda}\varrho^\varkappa$, d. h. das Produkt aus Feldtensor und Ladungsdichte, bestimmen. Dabei ist die Nebenbedingung

$$\varrho^\varkappa = e\frac{dx^\varkappa}{ds} \qquad (4)$$

zu erfüllen, die die Ladung an das der Feldkraft unterworfene Teilchen knüpft. Die Größen e und m sind als wesentlich konstante Skalare anzusehen; es ist also nicht nur die Ladung e, sondern auch die Masse m des Teilchens konstant.

1) Zu den von mir in (1) erwähnten sind in den letzten Jahren an beachtenswerten Arbeiten die unter den Nummern 2 bis 22 des Literaturverzeichnisses am Ende aufgeführten hinzugetreten, von denen sich ein großer Teil mit der von Th. Kaluza eingeführten fünften Weltdimension beschäftigt.

In einer meiner Arbeiten (23) habe ich gezeigt, wie man die Gleichungen 3, die in der Weylschen Theorie solche Schwierigkeiten bereiten, ungezwungen aus einer Erweiterung des Einsteinschen Prinzips der geodätischen Linie

$$\delta \int ds = \delta \int \sqrt{g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu} = 0$$

ableiten kann, wenn man zu ds den Summanden $\varepsilon \varphi_\kappa dx^\kappa$ mit $\varepsilon = \frac{e}{m}$ hinzufügt, also

$$\delta \int \left(\varepsilon \varphi_\kappa dx^\kappa + \sqrt{g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu} \right) = 0 \qquad (5)$$

setzt, ja daß die mechanischen Gleichungen zu einer Identität werden, wenn man die Ladungsdichte ϱ^κ mit dem elektrischen Potential φ^κ proportional annimmt. Diese Annahme ergibt sich in der Weylschen Theorie für das ganze Feld und ist mindestens für das Teilchen ganz plausibel, das ja an der Felderzeugung mitwirkt und sein Feld dem fremden, durch das es den Bewegungsantrieb empfängt, anpassen muß[1]).

Zu dem Ansatz 5 war ich dadurch gekommen, daß ich zu der durch das Einsteinsche Prinzip gegebenen reinen Gravitationswirkung die elektrische Wirkung in ihrer einfachsten Gestalt hinzufügte. Dabei konnte ich natürlich mit der Weylschen Deutung der linearen Fundamentalform $\varphi_\kappa dx^\kappa$ nichts anfangen, mußte vielmehr, wenn ich an einer weltgeometrischen Grundlage des Elektromagnetismus festhalten wollte, dem Integranden in Gleichung 5 die Bedeutung eines erweiterten Linienelements

$$ds = \varepsilon \varphi_\kappa dx^\kappa + \sqrt{g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu} \qquad (6)$$

geben, das ich das komplexe Linienelement nannte.

Mit der Annahme eines solchen Linienelementes erhob sich eine neue Schwierigkeit, nämlich die: Wie ist eine Geometrie, die von einem solchen Linienelement beherrscht ist, zu begründen? Sie kann sicher nicht Riemannisch sein, da der elementare Grundsatz der Riemannischen Geometrie, daß die Strecke $AB = -BA$ ist, bei Annahme der Gleichung 6 wegen der Tatsache nicht mehr gilt, daß $\varepsilon \varphi_\kappa dx^\kappa$ sein Vorzeichen nicht mit zu wechseln braucht, wenn man das der Quadratwurzel ändert. Abgesehen hiervon ist es ja gerade das Wesen der Riemannischen Geometrie, daß ihr ds^2 eine rein quadratische Differentialform ist. An sich ist die Abweichung der Gleichung 6 von der Riemannischen Geometrie nicht unerwünscht; ja, sie ist sogar durch die Sachlage geboten, da, wie ich schon in meinem Düsseldorfer Vortrage (1) ausführte, in der Riemannischen Geometrie, die physikalisch ganz und gar in der Gravitation aufgeht, für den Elektromagnetismus eben kein Raum mehr ist. Aber es war nun die schwere Frage, wie die nichtriemannische Geometrie der Gleichung 6 zu begründen ist, ohne ins Haltlose zu verfallen. Um diese Gefahr zu vermeiden, ist engster Anschluß an Riemann, soweit es irgend möglich ist, geboten, um die wohlbegründeten Sätze seiner Geometrie benutzen zu können. Deshalb versuchte ich, das nichtriemannische Linienelement der Gleichung 6 durch ein ihm verwandtes Riemannisches zu ersetzen; die Versuche mißlangen aber so lange, wie ich an der Dimensionszahl der Welt festhielt, und erst, als ich diese dadurch erweiterte, daß ich das nichtriemannische ds der Gleichung 6 mit dem Element dx^{n+1} einer neuen, in der ursprünglichen Mannigfaltigkeit nicht enthaltenen Koordinate bis auf den Faktor $\sqrt{-1}$ gleichsetzte, gelangte ich zu befriedigenden Ergebnissen, indem ich damit den Anschluß an die sogenannte fünfdimensionale Relativitätstheorie von Kaluza-Klein fand (24).

Durch eine ganz spezielle Annahme für den Aufbau des fünfdimensionalen Fundamentaltensors aus den Einsteinschen $g_{\mu\nu}$ und den Komponenten φ_κ des elektromagnetischen Potentials gelang es den Schöpfern dieser Theorie, eine innige Verknüpfung des Elektromagnetismus mit der Gravitation zu erzielen. Insbesondere ordnen sich die Gleichungen der zweiten Gruppe Maxwells ohne weiteres den Gravitationsgleichungen ein, so daß sie aus einer Wirkungsfunktion des fünfdimensionalen Kontinuums ableitbar werden, die nur die Riemannische skalare Krümmung dieser Mannigfaltigkeit enthält, wie O. Klein gezeigt hat. Der mathematische Grund hierfür ist folgender: Bezieht man die Komponenten der $n+1$-ten Reihe des $n+1$-dimensionalen Krümmungstensors auf einen n-dimensionalen Fundamentaltensor, so bestehen sie im wesentlichen aus solchen Divergenzen, wie sie die zweiten Maxwellschen Gleichungen fordern. Dabei sind die antisymmetrischen Tensoren, deren Divergenzen zu bilden sind, in ihrer kovarianten Gestalt Rotationen der ursprünglichen Fundamentalkomponenten der $n+1$-ten Reihe nach den übrigen n-Koordinaten. So wird man von selbst dazu geführt, diese über die n-Zahl der Dimensionen hinausgehenden Komponenten mit den elektrischen Potentialen proportional anzunehmen, und es war ein glücklicher Griff von Kaluza, diesen Ansatz zu machen.

Nun kann man aber gegen die Theorie den Einwand erheben, daß sie ihren fünfdimensionalen Fundamentaltensor in allzu spezieller Weise auf-

1) Hier folge ich dem Grundsatz: Ein Teilchen bewegt sich in einem fremden Felde so, daß sich das von ihm erzeugte Eigenfeld diesem fremden Feld so eng wie möglich anschmiegt. Für die reine Gravitation ergibt sich aus diesem Grundsatz das Einsteinsche Prinzip der geodätischen Linie.

baut, und da möchte es mir nicht bedeutungslos erscheinen, daß man gerade zu dem Kleinschen Ansatz geführt wird, wenn man in der Gleichung 6 das nichtriemannische ds durch $\sqrt{-1}\,dx^{n+1}$ ersetzt und die Quadratwurzel durch Potenzieren beseitigt. Man erhält dann

$$\begin{aligned} 0 &= -(\sqrt{-1}\,dx^{n+1} - \varepsilon\varphi_\kappa dx^\kappa)^2 + g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu \\ &= (dx^{n+1})^2 + 2\varepsilon\sqrt{-1}\,\varphi_\kappa dx^\kappa dx^{n+1} \\ &\quad + (g_{\mu\nu} - \varepsilon^2\varphi_\mu\varphi_\nu)\,dx^\mu dx^\nu = d\sigma^2. \end{aligned} \tag{7}$$

Die Fundamentalkomponenten in diesem Linienelementquadrat sind aber — bis auf andere Bezeichnung der Konstanten — gerade die von Klein, so daß einerseits sämtliche fruchtbaren Folgerungen aus dessen Theorie für die nichtriemannische Geometrie des Linienelementes 6 ebenfalls in Anspruch genommen werden können, andererseits aber auch ein Verständnis dafür gewonnen wird, weshalb Klein den fünfdimensionalen Fundamentaltensor gerade in seiner speziellen Weise ansetzen muß.

Nun könnte man dagegen einwenden, daß hier die Kleinsche Hypothese nur durch einen andern speziellen Ansatz, nämlich die Annahme des komplexen Linienelementes 6 mit Hinzunahme der Gleichung

$$ds = \sqrt{-1}\,dx^{n+1} \tag{8}$$

ersetzt ist. Man kann aber zur Verteidigung des Ansatzes 6 ins Feld führen, daß er eine natürliche Verallgemeinerung des Riemannschen Linienelementes ist, die von der Natur im vereinigten Wirkungsprinzip der Gravitation und der Elektrizität selbst dargeboten wird. Ohne Überschreitung der Grenzen der Riemannschen Geometrie gibt es keinen Elektromagnetismus; deshalb muß die Grundlage der wirklichen Welt ein nichtriemannisches Linienelement sein. Meine Versuche, es durch ein Riemannisches zu ersetzen, sind fehlgeschlagen, da die abgeleiteten Gleichungen zu verwickelt wurden. Es blieb also nur der Ausweg übrig, die Geometrie des Linienelementes 6 auf eine Riemannische Geometrie höherer Dimensionszahl zurückzuführen, und da bietet sich die Gleichung 8 als ein sehr einfacher Weg zu diesem Ziele dar. Sie erinnert, da die x^{n+1}-Parameterlinien in der $n+1$-fachen Mannigfaltigkeit geodätisch sind, an die Nullinien der Minkowskischen speziellen Raum—Zeit—Welt, und in der Tat erweisen sich auch nach Gleichung 7 die sämtlichen Linien der n-fachen Mannigfaltigkeit als die Nullinien der $n+1$-fachen.

Es kommt also nicht allen Linien der letzteren eine reale Existenz zu, sondern eben nur den Nullinien. Sucht man unter diesen wieder die geodätischen auf, so ergeben diese Gleichungen im n-dimensionalen Gewande die mechanischen oder ponderomotorischen Gleichungen 3 im kombinierten Gravitations- und elektromagnetischen Felde, so daß auch diese, deren Herleitung sonst immer Schwierigkeiten macht, aus einer einfachen Quelle fließen. Die Teilchenbahnen erscheinen somit als geodätische Nullinien, also gewissermaßen als Strahlungswege, in der höheren Mannigfaltigkeit, so daß hier eine gewisse Beziehung zur Wellenmechanik gewonnen wird.

Man sieht also, welche erheblichen Vorteile die Einführung einer neuen Weltausdehnung für die bequeme mathematische Ableitung der Grundgleichungen bietet. Doch da drängt sich unabweisbar die Frage nach dem physikalischen Sinn dieser fünften Dimension auf, die ja augenscheinlich sich der Wahrnehmung entzieht. In der verschiedenartigsten Weise hat man diese Frage beantworten wollen. Man hat sie der elektrischen Ladung, der linearen Differentialform der elektrischen Potentiale, dem „Spin" des Elektrons zuordnen wollen; wenn bei uns eine Deutung möglich wäre, so wäre es vielleicht die eine Wirkung. Aber ich glaube, daß all dies Suchen verfehlt ist. In Wirklichkeit existiert gar keine fünfdimensionale Welt mit einem Riemannschen, sondern eine vierdimensionale mit dem nichtriemannischen Linienelement der Gleichung 6, und die fünfdimensionale Mannigfaltigkeit ist weiter nichts als ein mathematisches Hilfsmittel, die ohne ihre gedankliche Konstruktion nicht herleitbare Geometrie dieser vierdimensionalen nichtriemannischen Welt zu beherrschen. Das zeigt sich besonders deutlich, wenn man bedenkt, daß ja in der fünfdimensionalen Welt nicht allen Linien eine Realität zukommt, sondern nur denen eines vierfach unendlichen Komplexes, der bei uns als der sämtlicher Nullinien erscheint; alle andern Linien sind für die Erklärung der physikalischen Erscheinungen bedeutungslos, also irreal. Daher existiert nicht eine fünfdimensionale Riemannische, sondern eine vierdimensionale nichtriemannische Welt.

Wohl aber erhalten die gedanklich, also mathematisch, in dem fünfdimensionalen Kontinuum herleitbaren Größen realen Wert, wenn man sie wieder vierdimensional umrechnet. Da ist es interessant, besonders die skalare Riemannsche Krümmung der fünfdimensionalen Welt zu betrachten. Diese wird im vierdimensionalen Gewande zu

$$K_5 = K_4 - \frac{\varepsilon^2}{4} f_{\varkappa\lambda} f^{\varkappa\lambda}. \tag{9}$$

Setzt man diese Größe in die Weltfunktion ein, so erhält diese die von Weyl vorgeschlagene Gestalt, die dieser nur gewählt hatte, weil sie leicht

durchzurechnen war und die charakteristischen Erscheinungen gut darstellte, ohne aber einen inneren Grund für seine Wahl angeben zu können. Allerdings zeigt sich hier bei weiterer Durchrechnung der Mangel der Weylschen Eichinvarianz, weshalb ich mich lieber für andere Weltfunktionen entscheiden möchte; doch das soll Gegenstand einer anderen Veröffentlichung sein.

Literatur.

1) Ernst Reichenbächer, Der Elektromagnetismus in der Weltgeometrie. Physik. Zeitschr. **27**, 741, 1926.
2) O. Klein, Elektrodynamik und Wellenmechanik vom Standpunkt des Korrespondenzprinzips. Zeitschr. f. Phys. **41**, 407, 1927.
3) — Zur fünfdimensionalen Darstellung der Relativitätstheorie. Zeitschr. f. Phys. **46**, 188, 1928.
4) D. J. Struik und N. Wiener, A Relativistic Theory of Quanta. Journ. of Math. and Phys. **7**, 1, 1927.
5) F. London, Quantenmechanische Deutung der Theorie von Weyl. Zeitschr. f. Phys. **42**, 375, 1927.
6) — Über eine Deutungsmöglichkeit der Kleinschen fünfdimensionalen Welt. Die Naturwiss. **15**, 15, 1927.
7) V. Fock, Über die invariante Form der Wellen- und der Bewegungsgleichungen für einen geladenen Massenpunkt. Zeitschr. f. Phys. **39**, 226, 1926.
8) H. Mandel, Über die Bewegungsgleichungen des Relativitätsprinzips. Zeitschr. f. Phys. **39**, 40, 1926.
9) — Zur Herleitung der Feldgleichungen in der allgemeinen Relativitätstheorie. Erste Mitteilung. Zeitschr. f. Phys. **39**, 136, 1926.
10) — Zweite Mitteilung. Zeitschr. f. Phys. **45**, 285, 1927.
11) — Beiträge zur zweiten Mitteilung. Zeitschr. f. Phys. **49**, 697, 1928.
12) F. Gonseth und G. Juvet, Sur les équations de l'électromagnétisme. C. R. **185**, 341, 1927.
13) — — Sur la métrique de l'espace à 5 dimensions de l'électromagnétisme et de la gravitation. C. R. **185**, 412, 1927.
14) — — Sur l'équation de M. Schrödinger. C. R. **185**, 448, 1927.
15) — — Les équations de l'électromagnétisme et l'équation de M. Schrödinger dans l'univers à cinq dimensions. C. R. **185**, 535, 1927.
16) L. de Broglie, L'univers à cinq dimensions et la mécanique ondulatoire. Journ. d. Phys. et le Radium VI **8**, 66, 1927.
17) Th. de Donder, Sur les extrémales décrites par les électrons et les particules électrisées. Bull. de Belg. **13**, 29, 1927.
18) — Deuxième communication. Bull. de Belg. **13**, 79, 1927.
19) L. Infeld, Les équations de Maxwell dans la théorie commune à la gravitation et à l'électricité. C. R. **186**, 1280, 1928.
20) — Zur Feldtheorie von Elektrizität und Gravitation. Physik. Zeitschr. **29**, 145, 1928.
21) — Zum Problem einer einheitlichen Feldtheorie von Elektrizität und Gravitation. Zeitschr. f. Phys. **50**, 137, 1928.
22) K. Hattori, Über eine formale Erweiterung der Relativitätstheorie und ihren Zusammenhang mit der Theorie der Elektrizität. Physik. Zeitschr. **29**, 538, 1928.
23) E. Reichenbächer, Die mechanischen Gleichungen im elektromagnetischen Feld. Zeitschr. f. Phys. **33**, 916, 1925.
24) — Die fünfdimensionale Relativitätstheorie und das komplexe Linienelement. Zeitschr. f. Phys. **50**, 425, 1928.

E. W. Scripture (Wien), Die physikalische Natur der Vokale nach den neuesten Untersuchungen.

Nach Kurven von einer Grammophonplatte (Scripture) und von Oszillographregistrierungen (Crandall) erweisen sich folgende Sätze als gültig:

1. Ein Vokal besteht aus einer Anzahl von aneinander gereihten Profilstücken.

2. Für verschiedene Vokale sind die Profile verschieden.

3. Die Profilform innerhalb eines Vokals ändert sich allmählich und stetig.

4. Die Profildauer ändert sich innerhalb eines Vokals.

5. Die Profilform ist abklingend.

Die Fouriersche Analyse liefert für eine Vokalwelle eine rein mathematische Formel, welche nur dann über physikalische Tatsachen Kenntnisse liefert, wenn die richtigen Grundlagen gegeben sind. Durch Versuche mit Kurven von bekannten Formen wurden folgende Sätze bewiesen:

Satz I der harmonischen Analyse: Eine Kurve, welche aus Sinuskurven mit Wellenlängen nach der harmonischen Reihe entstanden ist, liefert bei der Analyse die ursprünglichen Analysen und Null für alle anderen Werte.

Satz II der harmonischen Analyse: Eine Kurve, welche aus Sinuskurven mit Wellenlängen innerhalb und außerhalb der harmonischen Reihe entstanden ist, liefert bei der Analyse Amplituden für alle Wellenlängen der harmonischen Reihe, wobei die größeren Amplituden um die tatsächlich vorhandenen Wellenlängen gruppiert sind.

Satz III der harmonischen Analyse: Eine Kurve, welche aus Sinuskurven entstanden ist, wobei eine oder mehrere der ursprünglichen Kurven abklingend sind, liefert bei der Analyse Amplituden für alle Wellenlängen der harmonischen Reihe, wobei die größeren Werte um die tat-

sächlich vorhandenen Wellenlängen gruppiert sind.

Die Anwendung dieser Sätze auf die Resultate der harmonischen Analyse aller Forscher für alle Vokale mit Ausnahme von einigen Fällen von i ergibt folgende Resultate:

Satz I der physikalischen Vokalanalyse: Bei der Erzeugung einer Vokalbewegung kommt eine Schwingung mit der Grundperiode (Periode der ganzen Vokalwelle) nie vor.

Satz II der physikalischen Vokalanalyse: Der Vorgang, welcher sich mit der Grundperiode wiederholt, ist gar keine Schwingung.

Satz III der physikalischen Vokalanalyse: Bei der Erzeugung einer Vokalwelle sind immer Schwingungen vorhanden, welche abklingend sind und außerhalb der harmonischen Reihe stehen.

Satz IV der physikalischen Vokalanalyse: Bei der Erzeugung einer Vokalbewegung wirkt eine mit einem Intervall gleich der Grundperiode wiederholte Stoßkraft auf ein elastisches System, dessen Eigenschaften allein die Profilform bestimmen.

Die Analysen ergeben also folgende Resultate:

Grundsatz I der Dynamik der Vokalbewegungen. Auf mehrere elastische Systeme mit den Eigenperioden h_i, h_j, h_k, . . . und den Abklingungskoeffizienten δ_i, δ_j, δ_k, . . . wirkt eine Reihe von plötzlichen Stößen mit den Intervallen D_i, D_j, D_k, . . .

Grundsatz II der Dynamik der Vokalbewegungen: Die Eigenperioden der elastischen Systeme h_i, h_j, h_k, . . . und die Wiederholungsintervalle der Stöße D_i, D_j, D_k, . . . stehen weder untereinander noch miteinander in irgendwelcher Abhängigkeitsbeziehung.

Durch Versuche und Beobachtungen mittelst des Laryngostroboskops gewinnt man den folgenden

Grundsatz der physiologischen Vokalerzeugung: Eine Reihe von plötzlichen Luftstößen vom Kehlkopf mit den Intervallen D_1, D_2, D_3, . . . erregt Schwingungen in den Hohlraum des Mundes, Pharynx, usw. mit den Eigenperioden h_i, h_j, h_k, . . .; diese Perioden sind voneinander und von den Stoßintervallen unabhängig.

Die Versuche von Savart, Seebeck, König und Willis liefern folgende Resultate:

Satz I der Psychologie der Vokale: Eine wiederholte Schallempfindung (Vokalwelle) erzeugt die Empfindung eines Tones (Stimmtones).

Satz II der Psychologie der Vokale: Die Wiederholung irgendeiner Eigenschaft innerhalb einer Schallempfindung gibt dieser Empfindung einen tonähnlichen Charakter.

Satz III der Psychologie der Vokale: Jeder Wellenform entspricht eine besondere Vokalqualitätsempfindung

Satz IV der Psychologie der Vokale: Die Vokalqualität ist von dem Stimmton unabhängig.

Für das Ohr wurden folgende Schlüsse gezogen:

Satz I: Der Stapes folgt den Änderungen des Luftdruckes in eindimensionalen Bewegungen.

Satz II: Das Labyrinthwasser führt dreidimensionale Bewegungen aus, welche von den Stapes Bewegungen genau abhängig sind.

Satz III: Die Basilarmembran folgt genau den Bewegungen des Labyrinthwassers.

Satz IV: Die dreidimensionalen Bewegungen der Basilarmembran werden als ein System von Erregungen dem Gehirn zugeleitet.

Satz V: Eine Analyse irgendwelcher Art gibt es im Ohr nicht.

Satz VI: Die Schallempfindung wird überhaupt nicht analysiert; es werden nur Ähnlichkeiten beurteilt.

Nach der Obertontheorie schwingen die Stimmlippen als ganzes, in Hälften, in Dritteln, usw. und erzeugen dabei eine Reihe von harmonischen Teilschwingungen. Die Hohlräume resonieren auf die Teilschwingungen. Die Vokalbewegungen in der Luft bestehen aus einer Summe von nicht abklingenden Sinusschwingungen, welche Perioden nach der harmonischen Reihe besitzen. Nach den Vokalanalysen ist, wie oben erklärt wurde, diese Theorie in jeder Einzelheit falsch. Diese Theorie ist irrtümlich die Helmholtzsche genannt. Helmholtz selbst hat ausdrücklich die Stoßtontheorie als wahrscheinlich gültig erklärt.

Nach der Helmholtzschen Theorie des Ohrmechanismus reagieren die Fasern auf die Labyrinthwasserbewegungen wie ein harmonischer Analysator und führen tatsächlich eine Fouriersche Analyse aus. Selbst die Stahldrähte eines Klaviers in der Luft könnten solche Analysen nicht ausführen, wenn sie mit einer Gummimembran zusammengebunden wären. Daß die eng zusammengebundenen spinnengewebezarten Fasern gegeneinander und gegen das Wasser vereinzelt unabhängige Bewegungen ausführen können, ist nicht zu glauben.

Die Obertontheorie der Vokalerzeugung und die Resonanztheorie des Hörens entbehren jeder Grundlage.

W. Cauer (Göttingen), Über Vierpole und Siebketten[1]).

Bei passiven Vierpolen (Schaltungen von Selbstinduktionen, gegenseitigen Induktionen, Ohmschen Widerständen und Kapazitäten mit zwei Paaren von Zugangsklemmen ohne innere elektromotorische Kräfte) bestehen für alle Frequenzen des Wechselstroms zugleich folgende für die Fernmeldetechnik wichtigen Sätze: Jeder symmetrische Vierpol ist einer Brückenschaltung (Gitterschaltung) aus Zweipolen äquivalent, die untereinander nicht durch gegenseitige Induktionen verknüpft sind. Insbesondere ist jede symmetrische Siebkette oder Phasenausgleichsschaltung äquivalent mit einer Schaltung ohne gegenseitige Induktionen. Der Entwurf symmetrischer Siebschaltungen, Dämpfungsausgleich- und Phasenausgleichschaltungen geschieht zweckmäßig so, daß zunächst die Konstanten zweier den symmetrischen Vierpol charakterisierender Funktionen der Frequenz nach Wunsch festgelegt werden. Dann kann ein Vierpol mit den verlangten Eigenschaften in Form einer Brückenschaltung durch Konstruktion von Zweipolen realisiert werden, die diese beiden Funktionen der Frequenz als Widerstandscharakteristiken besitzen. Durch Transformation lassen sich hieraus sehr viele andere frequenzäquivalente Schaltungen gewinnen, unter denen man gemäß den Anforderungen der Praxis nach geringer Zahl der Schaltelemente, günstigen Abmessungen und Symmetrie bezüglich a- und b-Ader zu wählen hat. Der Vorteil dieses Vorgehens liegt in der Erfassung aller Möglichkeiten, aus denen bisher wegen der Beschränkung auf Kettenleiter immer nur eine kleine Auswahl getroffen wurde. — Jeder beliebige unsymmetrische Vierpol ist gewissen kanonischen Schaltungen frequenzäquivalent, die im allgemeinen auch dann gegenseitige Induktionen enthalten, wenn Ohmsche Widerstände nicht vorhanden sind. Schaltungen mit gegenseitiger Induktion lassen sich also insbesondere bei Siebketten ohne Einschränkung der Allgemeinheit nicht umgehen. Die Verwendung von gegenseitiger Induktion ist sogar praktisch wünschenswert auch im Falle symmetrischer Sieb- und Ausgleichsschaltungen, da sich dadurch Ersparnisse an Schaltelementen ergeben. — Jede Schaltung von Selbstinduktionen und gegenseitigen Induktionen ist einer Schaltung äquivalent, in der nur feste Kopplungen vorkommen. — Zu jedem Zweipol und Vierpol (sogar zu jedem $2n$-Pol) lassen sich frequenzreziproke Schaltungen realisieren. Dies gilt ganz allgemein, auch beim Vorhandensein von gegenseitigen Induktionen. Bisher war nur die Möglichkeit der Konstruktion frequenzreziproker Zweipole in dem Falle bekannt, wo sich die Schaltung aus Reihen- und Parallelkombinationen und aus Wheatstoneschen Brückenanordnungen zusammensetzen läßt. Praktische Bedeutung haben die frequenzreziproken Zweipole u. a. für die Ausgleichsschaltungen konstanten Wellenwiderstandes. — Vorstehende Sätze sind Ergebnisse einer mathematischen Untersuchung, in der positiv definitive quadratische Formen, Invariantentheorie, Stieltjessche Kettenbrüche, eine Arbeit von Hurwitz über ganze rationale Funktionen, deren Nullstellen sämtlich negativ reellen Teil besitzen, analytische Funktionen mit positiv reellem Teil und kombinatorische Topologie eine Rolle spielen.

1) Eine ausführlichere Mitteilung hierüber soll in der Zeitschrift „Elektrische Nachrichtentechnik" erscheinen.

BESPRECHUNGEN.

J. D. van der Waals u. P. Kohnstamm, Lehrbuch der Thermostatik. 1. Teil: Allgemeine Thermostatik (zugl. 3. Aufl. des Lehrbuches d. Thermodynamik derselben Verfasser). Gr.-8°. XVI u. 390 S. Mit 38 Abb. im Text. 2. Teil: Binäre Gemische. 2. Aufl. Gr.-8°. VIII u. 402 S. Mit 220 Abb. im Text. Leipzig, J. A. Barth. 1927. Geh. je RM. 22.—, geb. je RM. 24.—.

Die erste Auflage dieses Werkes habe ich im Jahre 1910 in Bd. XI, S. 551 ff. dieser Zeitschrift besprochen und dabei hervorgehoben, daß es ein Werk von besonderer Eigenart sei, das hauptsächlich die Methoden der Holländischen Schule, insbesondere von van der Waals selbst, zur Darstellung bringt. Es sei also bewußt einseitig, fülle aber dadurch gerade eine Lücke aus, da diese Methoden in Deutschland verhältnismäßig wenig kultiviert würden. Inzwischen ist der Altmeister van der Waals dahingegangen und sein Mitarbeiter Kohnstamm legt nun den ersten Teil in dritter, den 2. Teil in zweiter Auflage vor. Um anzudeuten, daß es sich um das thermische Gleichgewicht materieller Systeme handle, hat Kohnstamm den üblicheren Titel „Lehrbuch der Thermodynamik" durch die etwas ungewöhnliche Bezeichnung „Lehrbuch der Thermostatik" ersetzt. Vom 7. Abschnitt ab ist das Werk im wesentlichen unverändert. Dagegen haben die ersten Abschnitte eine gründliche Umarbeitung über sich ergehen lassen müssen. Der erste Abschnitt gibt die allgemeine Theorie der Zustandsgleichung, der

zweite Abschnitt den ersten Hauptsatz und seine Anwendungen, während der dritte Abschnitt dem zweiten Hauptsatz und seinen Anwendungen gewidmet ist, der vierte Abschnitt enthält die Entwicklung der Theorie von Gibbs, der fünfte behandelt Systeme mit Molekülumwandlung, wobei auch ein Kapitel dem Nernstschen Theorem, dem häufig sogenannten dritten Hauptsatz gewidmet ist. Der sechste Abschnitt bespricht das Gleichgewicht bei Einwirkung äußerer Kräfte. Von hier ab ist, wie bereits erwähnt, das Buch mit der alten Auflage identisch, und ich kann auf meine frühere Anzeige verweisen.

Die sechs ersten Abschnitte geben den oben angeführten Inhalt in im allgemeinen lehrbuchmäßiger Fassung in guter, klarer, (nach meinem Gefühl etwas nüchterner) Darstellung. Als besonders bemerkenswert hebe ich hervor die Darstellung des zweiten Hauptsatzes im Anschluß an die axiomatischen Untersuchungen von Carathéodory, die Kohnstamm offenbar für befriedigender hält als die bisherige Ableitung des zweiten Hauptsatzes. In diesem Punkte überschreitet die Darstellung zuweilen die Grenzen des Lehrbuchs und geht wohl für den Anfänger etwas zu weit. Ich selbst muß bekennen, daß ich mich im Vorlesungsunterricht für die Carathéodorysche Darstellung niemals habe begeistern können und im wesentlichen mit Plancks ablehnendem Standpunkt übereinstimme. Um so interessanter war es mir, daß ein so erfahrener Lehrer wie Kohnstamm, der auch in der Theorie den physikalischen Boden nie unter den Füßen verliert, offenbar entgegengesetzter Meinung ist. Von bemerkenswerter Zurückhaltung ist der Verfasser gegenüber dem Nernstschen Wärmetheorem. Sein Standpunkt deckt sich im wesentlichen mit dem Urteil von Eucken, das diesem Theorem keinen allgemeinen Charakter zuerkennt. Er verweist den Nernstschen Wärmesatz in das Gebiet der Theorie der Zustandsgleichung. Je nachdem man also die allgemeine Theorie der Zustandsgleichung als zur Thermodynamik betrachtet oder nicht — der Verfasser tut dies durchaus — gehört der Nernstsche Wärmesatz der Thermodynamik an oder nicht. Nach dem Verfasser ist eine Grundlegung des Nernstschen Wärmesatzes in analog allgemein gültiger Weise wie für die beiden ersten Hauptsätze bisher nicht gelungen und dürfte auch wohl kaum zu erwarten sein.

Das Gesagte mag genügen, um zu zeigen, daß wir es auch in der neuen Auflage mit einer bedeutenden und interessanten Bereicherung der thermodynamischen Literatur zu tun haben.

Schaefer.

Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden, herausgegeben von E. Abderhalden. Abt. III, Teil A, Heft 6: F. Scheminzky, Elektronen- und Ionenröhren. Gr.-8°. XVIII u. 942 S. Mit 239 Fig. Berlin und Wien, Urban & Schwarzenberg. 1928. Geh. RM. 25.—.

Da das Buch als Abschnitt des Handbuches für biologische Arbeitsmethoden zusammengestellt ist, so wendet es sich nicht an den Röhrenfachmann, sondern ist ausschließlich für den experimentierenden Forscher bestimmt, der die moderne Röhrentechnik als Hilfsmittel heranziehen will, ohne dabei die gesamte Fachliteratur der Elektronenröhren durcharbeiten zu können. Das vorliegende Buch ist dazu hervorragend geeignet und kann nicht nur für biologische Untersuchungen als Ratgeber empfohlen werden, sondern ebenso für jedes andere Forschungsgebiet, wo Methoden mit Elektronenröhren angewendet werden sollen. Der Verfasser gibt zunächst einen Abriß von Aufbau und Wirkungsweise der Elektronenröhren. Der zweite und dritte Abschnitt befaßt sich mit den prinzipiellen Anwendungsmöglichkeiten der Röhren, ein vierter mit den besonderen biologischen Anwendungen. Weitere Kapitel über Hilfsapparate, Meßmethoden für elektrische Schaltelemente und über den praktischen Aufbau von Röhrenschaltungen folgen. Der zweite Teil über Ionenröhren ist entsprechend der geringeren Bedeutung kurzgefaßt.

Daß an einzelnen Stellen Abänderungen oder Verbesserungen angebracht erscheinen, ist bei dem riesigen Stoff, den das Werk bringt, nicht anders zu erwarten und mindert den Wert des Buches nicht. So wird z. B. mehrmals nachdrücklich darauf hingewiesen, daß Röhren mit schlechtem Vakuum für exakte Messungen ungeeignet sind; Methoden zur Vakuummessung werden angeführt. Das ist sehr richtig, es fehlt aber der Hinweis, daß es der Röhrenindustrie heute keine Schwierigkeit mehr bedeutet, ein gutes Vakuum der Röhren auch im Serienbau zu erzielen, daß für Forschungszwecke die alten Schott- und Seddigröhren nicht Verwendung finden sollten, daß vielmehr die modernen Elektronenröhren außer durch gutes Vakuum auch durch die letzten Verbesserungen und Fortschritte der Röhrenfabrikation die Empfindlichkeit und Brauchbarkeit der Röhrenmeßmethoden erhöhen helfen. Ferner möchte angeregt werden, Vor- und Nachteile der Röhrentypen hinsichtlich des Fadenmaterials (S. 948 bezw. S. 998) etwas ausführlicher zu besprechen, da diese Auswahl oft große Schwierigkeiten bereitet und der Unerfahrene meist den Ratschlägen des Röhrenhändlers ausgesetzt ist.

Obwohl das Buch an sich schon wirklich Umfassendes bietet und selbst für die Röhrentheorie in größter Ausführlichkeit alles Grundlegende zusammenträgt, gibt ein Verzeichnis alle einschlägige Fachliteratur an, in der weiteres Studium möglich ist.

J. Tröger.

A. S. Eddington, Sterne und Atome. Mit Ergänzungen des Autors ins Deutsche übertragen von O. F. Bollnow. 8°. VI u. 124 S. Mit 11 Abb. Berlin, J. Springer. 1928. RM. 5.60, geb. RM. 6.80.

In drei Vorlesungen wird unsere gegenwärtige Vorstellung vom Aufbau der Sterne auf Grund unserer physikalischen Kenntnisse über den Atombau wiedergegeben. Das für weitere Kreise bestimmte Buch hat alle Vorzüge von Eddingtons bedeutender Darstellungskunst, die freilich in einer Übersetzung nie voll zur Geltung kommen kann.

A. Kopff.

L. Zehnder, Die Entwicklung des Weltalls. 8°. VI u. 71 S. Tübingen, H. Laupp. 1928. RM. 3.60.

In allgemeinverständlicher Weise stellt der Verf. seine den neuen physikalischen Erkenntnissen angepaßten kosmogonischen Spekulationen dar, welche an die aus früheren Werken schon bekannten Ausführungen anknüpfen. Die Betrachtungsweise des Verf. gehört einer bereits vergangenen Epoche der Kosmogonie an. Wir sind heute davon abgekommen, uns im freien Spiel der Phantasie die Entwicklung des Weltalls auszumalen; vielmehr versucht die wissen-

schaftliche Detailarbeit (man kann nur auf J. H. Jeans und sein neues Werk „Astronomy and Cosmogony" hinweisen) Einzelprobleme, soweit unsere physikalischen Erkenntnisse dies ermöglichen, der Lösung näher zu bringen. A. Kopff.

K. Hahn, Methodik des physikalischen Unterrichts. (Handbuch des naturw. u. math. Unterr. hrsg. v. Norrenberg, Bd. II.) 612 S. Mit 118 Abb. 8°. Leipzig, Quelle & Meyer. 1927. Geb. RM. 24.—.

Die Entwicklung des physikalischen Unterrichts in den letzten Jahrzehnten ist durch zwei Marksteine bestimmt: Um die Jahrhundertwende beginnt die „Reformbewegung" (Meraner Lehrpläne, Imuk, Damnu usw.), gekennzeichnet u. a. durch die Forderung, die Physik als Naturwissenschaft zu lehren, nicht als (angewandte) Mathematik. Dazu kommt die Wendung nach dem Kriege, welche in der preußischen Schulreform Gestalt gewinnt, und annähernd dadurch zu charakterisieren ist, daß aller Fachegoismus sich den höheren Zielen der Schule unterzuordnen hat. Konnte der Physiklehrer über die positiven Ergebnisse des ersten Entwicklungsabschnitts ein ausgezeichnetes Bild gewinnen in den Methodiken von Grimsehl (1911) und Poske (1915), so ist es ebenso begrüßenswert, wenn im Rahmen eines Handbuchs von weitem Wirkungsradius jetzt ein Mann sich mit der letzten Entwicklung auseinandersetzt, der als Mitarbeiter und Nachfolger Grimsehls vor der Gefahr bewahrt bleibt, wertvolle Errungenschaften leichtsinnig preiszugeben, und doch vorurteilslos und zukunftsfroh genug ist, um das Positive in der neueren Entwicklung zu sehen, zu nützen und zu fördern.

Das Buch zerfällt in zwei Hauptabschnitte: In dem ersten, allgemeinen Teil findet sich vor allem die Auseinandersetzung mit der preußischen Reform, in dem letzten wird der ganze Lehrgang der Physik in Unterstufe und Oberstufe eingehend durchgesprochen, und zwar in einer sehr zielstrebigen Art, so wenig enzyklopädistisch, daß man den ganzen speziellen Teil als einen ausführlichen Kommentar zu dem Unterrichtswerk des Verfassers (Teubner) ansehen darf. Charakteristisch für das ganze Buch ist die gründliche Art des Verf., den Dingen zuleibe zu gehen, und sie dann beim Namen zu nennen. So sind die Hauptergebnisse des allgemeinen Teils jeweils zusammenfassend formuliert. Zunächst wird der Bildungsinhalt der Physik untersucht und daraus die Bedeutung und das allgemeine Ziel (S. 38) des Physikunterrichts im Rahmen der Gesamtaufgabe der Schule hergeleitet. Daraus ergibt sich dann eine ausführliche Erörterung, welche Wege zur Erreichung dieses Zieles führen: Besonders interessierten dabei die Ausführungen über „Arbeitsunterricht" als die Lehrmethode des nachhaltigen Erfolges und über die „Konzentration" des Lehrstoffs als eine Lösung der Frage, wie man bei der dem Physikunterricht neuerdings auferlegten zeitlichen Einengung dennoch seine wesentlichen Ziele im Auge behalten kann. (Symptomatisch für den Verf. und unsere Zeit ist der Ausdruck, es gelte „den Wirkungsgrad des Unterrichts möglichst zu verbessern.") Sehr lesenswert ist das, was über die erkenntnistheoretische Seite der Physik gesagt wird. Das Kapitel „Unterrichtstechnische Ausgestaltung der Wege" enthält als Wichtigstes eine sehr ausführliche Besprechung der Schülerübungen, die wir ja bekanntlich Grimsehl zum großen Teil verdanken, ihrer Entwicklung und praktischen Handhabung. Auch der Abschnitt „Unterrichtsräume und Sammlung" bietet eine Menge höchst wertvoller Hinweise. Ferner seien noch hervorgehoben die Gesichtspunkte für den grundsätzlichen Aufbau des Lehrgangs: Auf der Unterstufe soll der Schüler mit Erscheinungen, Methoden und Gesetzen der Physik durch Erfahrung vertraut werden, letztes Ziel ist die Herausarbeitung des Energiebegriffs und seiner Bedeutung im praktischen Leben, während bei der Oberstufe der Hauptnachdruck auf dem systematischen Ziel der Physik liegt, d. h. also auf dem Bestreben die Einzelheiten im Zusammenhang zu verstehen; Leitgedanken, die dann in der speziellen Methodik zum Ausdruck kommen. Übrigens verlangt der Verf. mit Entschiedenheit, daß gerade auf die Lücken des physikalischen Weltbilds hingewiesen wird, von denen eine, nämlich die zwischen Wellen- und Quantentheorie ja nach Abschluß des Buches sich zu schließen begonnen hat.

Auf den speziellen Teil im einzelnen einzugehen, würde zu weit führen. Als besonders sympathisch sei die Leitidee bei der Behandlung der Wellenlehre, nämlich die Übertragung der Energie, erwähnt. Ferner sei hingewiesen auf die ausgezeichnete Begründung der Bewegungslehre, in der sich „Schwamm und Kreide" bekanntlich besonders hartnäckig behaupten; hier wird eine zuverlässige Methode beschrieben um den freien Fall und den Fall auf schiefer Ebene seinem zeitlichen Verlauf nach zu messen. (Der Fallkörper zieht einen Papierstreifen nach sich, der von einem elektrischen Funken durchlöchert wird.) Dagegen fordert die Begründung der Elektrizitätslehre (S. 278—304 u. 504—538) zur Kritik heraus. Der Verf. sagt selbst (S. 504), daß „die bisher übliche Darstellung ... die Frage nicht löst" und charakterisiert gegenüber der bisherigen Schulmethodik einige der neueren Anregungen. Aus didaktischen Gründen glaubt H. nach wie vor Magneto- und Elektrostatik als selbständige Gebiete zuerst behandeln zu müssen, gibt aber „dem Gewicht der Gründe, die sich gegen die Behandlung dieser Gebiete überhaupt richten, insoweit Raum", als er die Erörterung lediglich auf die Herausarbeitung der Begriffe und nicht etwa auf die noch hervortretenden speziellen Probleme abgestimmt sehen will. Ohne Frage ist der vorgeschlagene Lehrgang folgerichtig und zielstrebig, ob er aber der kürzeste und leistungsfähigste ist, möchte man doch sehr bezweifeln, wenn man es selbst einmal anders versucht hat. Man kann sehr wohl von der elektrischen Strömung ausgehen und doch im Sinne des Verf. in „entwickelnder Begriffsbildung" aufbauen; in experimenteller Hinsicht hat man dabei die größten Vorteile, für das Verständnis vor allem deshalb, weil man für Ladung und Spannung zwei prinzipiell verschiedene Meßinstrumente verwenden kann, während in der Elektrostatik eben nur das Elektrometer zur Verfügung steht. (Ähnlich sollte man ja auch in der Mechanik verfahren und mit der Hebelwage die schwere Masse, mit der Federwage die statische Kraft gemessen denken.) Vor allem aber wird nicht jeder verstehen, warum der Verfasser die drei elektrischen Maßsysteme nicht zugunsten des praktischen allein aufgeben kann, zumal wenn man sich der ablehnenden Haltung des Verf. gegenüber einem grundsätzlich der geschichtlichen Entwicklung folgenden Lehrgang und seines Eintretens für die Konzentration erinnert. Man müßte sich ja sogar ernsthaft überlegen, ob die Ökonomie des Unterrichts nicht auch in der Mechanik den Verzicht auf das absolute Maßsystem zugunsten des technischen verlangt, wie es der Verf. (S. 274) eine Zeitlang selbst durchführt.

Immerhin, überblickt man die gesamte Haltung des Buches und die vielen Anregungen, die man aus ihm schöpfen kann, so wird man wohl zu der Ansicht kommen, daß jeder Physiklehrer sich einmal gründlich mit ihm beschäftigen muß. E. Nies.

R. Glocker, Materialprüfung mit Röntgenstrahlen, unter besonderer Berücksichtigung der Röntgenmetallographie. Gr. 8°. IV u. 377 S. Mit 256 Fig. Berlin, J. Springer. 1928. Geb. RM. 31.50.

Ein Buch, das vielen willkommen sein wird! Allen denen, die sich einarbeiten möchten in dieses noch ziemlich junge, aber so schnell wachsende Arbeitsgebiet, nicht weniger aber denen, die nur nach einer Möglichkeit suchen, sich ohne große Mühe darüber zu orientieren. Und schließlich wird auch der engere Fachmann noch vieles finden, Kleinigkeiten im einzelnen, was für ihn wertvoll ist.

Das Buch behandelt die Materialprüfung im wesentlichen nach drei Richtungen: die Durchleuchtungen, die Spektralanalyse und die Strukturuntersuchungen. Jedem Abschnitt gehen einleitende Kapitel voraus, in denen zunächst die allgemeinen Grundlagen der weiter zu behandelnden Probleme dargelegt werden, dann folgen die speziellen Apparate und Methoden und schließlich die Anwendungen mit vielen Beispielen. Und diese sind besonders instruktiv, weil sie wirklich „aus dem Leben gegriffen" sind. Die reichen Erfahrungen des Verfassers kommen eben dem Buche sehr zugute und der Umstand, daß er in fast allen Teilfragen auf Arbeiten aus seinem Stuttgarter Laboratorium zurückgreifen kann. So ist die Darstellung nie rein abstrakt, sondern man findet Originalaufnahmen und zu diesen Angaben über Röhrenstrom und -Spannung, Belichtungszeit, Aufnahmematerial usw. Dieser Gesichtspunkt, nicht nur Lehrer, sondern auch erfahrener Berater zu sein, ist im ganzen Buche festgehalten und wird ihm viele Freunde sichern.

Zwei einleitende Abschnitte geben einen kurzen Überblick über Erzeugung und Eigenschaften der Röntgenstrahlen: Röhren und Hochspannungsapparate, die Grundtatsachen über Absorption und Kristallreflexion und die Meßmethoden. Es mag dem Physiker wohl so scheinen, als seien schon reichlich oft solche einleitende Kapitel geschrieben, die einen Leser voraussetzen, der alles vergessen hat, was er wohl einst in einer Vorlesung über Experimentalphysik gehört hat; wer aber nicht aus der reinen Physik stammt, wird es vielleicht begrüßen, wenn ihm das Nachschlagen in anderen Werken erspart wird. Die Darstellung bringt nicht mehr, als für den Zweck des Buches erforderlich ist und bringt gleich hier, etwa bei den Apparaten, Hinweise auf das, was für die Zwecke der Materialprüfung jeweils geeignet ist.

Als erstes Teilgebiet werden sodann die einfachen Durchstrahlungen, zur Aufsuchung von Fehlstellen, Inhomogenitäten und dgl. behandelt und durch eine Reihe schöner Aufnahmen erläutert. Der folgende Abschnitt berichtet über das ganze Gebiet der Spektralanalyse mit Hilfe der Röntgenstrahlen. Die spektroskopischen Apparate werden hier zunächst in ihren Grundprinzipien, sodann in den speziellen Ausführungsformen behandelt; vorausgeschickt wird weiter in Kürze das, was über die allgemeinen Gesetzmäßigkeiten der Röntgenspektren bekannt sein muß. Die Spektralanalyse selbst wird anschaulich gemacht durch viele zahlenmäßige Beispiele, zunächst die qualitative, die ja schon häufig ihren Wert hat zeigen können, sodann, getrennt nach Emissions- und Absorptionsmethode, die quantitative Analyse. Hier allerdings wird der Chemiker wohl den Eindruck gewinnen, daß seine altbewährten Methoden vorerst nicht in Gefahr sind, vom Neuen verdrängt zu werden. Dem Abschnitt ist eine wertvolle, von A. Hadding (Lund) bearbeitete Tabelle der Linienkoinzidenzen beigegeben.

Reichlich die zweite Hälfte des Buches ist den Interferenzmethoden gewidmet, deren vielseitige Anwendungen in der Materialprüfung bekannt sind: neben der Erforschung der reinen Kristallstrukturen kommen hier vor allem die Gefügeuntersuchungen in Betracht, also im wesentlichen die Bestimmung von Größe und Lagerung der Kristallite. Es ist darum erforderlich, daß zunächst die kristallographischen Grundlagen besprochen werden; dem folgen dann die einzelnen Verfahren: Debye, Laue, Drehkristall- und schließlich das alte Braggsche Spektrometerverfahren, das letztere nur kurz, da seine heute wichtigsten Anwendungen auf Gebieten liegen, die über den Rahmen des Buches hinausgehen. Die Gliederung ist wieder die gleiche: die Grundlagen einer jeden Methode, die speziellen Apparate und die Anwendungen mit Beispielen zur Auswertung der verschiedenen Diagramme. Der Verfasser hat es gut verstanden, gerade auf diesem, für den Unkundigen recht komplizierten Gebiete die leitenden Gedankengänge klar herauszustellen; wo dann schwierigere Probleme doch nicht zu vermeiden sind, ist ein warnendes Sternchen den betr. Kapiteln vorangestellt. Zusammenfassend sind dann die Kristallstrukturen, sowie die Strukturen von Legierungen ausführlich behandelt und in reichhaltigen Tabellen zusammengestellt. Den Abschluß bildet eine Besprechung der Faserdiagramme und ihrer technischen Anwendungen zur Bestimmung von Wachstums-, Deformations- und Rekristallisationsstrukturen. Ihre Entstehung und Auswertung sind an Hand von vielen besonders schönen Aufnahmen eingehend behandelt.

So ist also dem Buche weite Verbreitung zu wünschen. Der Springersche Verlag hat Sorge getragen, daß es dabei auch seinem Namen Ehre macht. H. Kulenkampff.

E. Abbe, Gesammelte Abhandlungen. Band 4: Unveröffentlichte Schriften wissenschaftlich technischen Inhalts. Erste Hälfte: Arbeiten zum Glaswerk zwischen 1882 u. 1885. Herausgegeben von M. v. Rohr. Gr.-8°. V u. 146 S. Mit 3 Abb. u. 1 Bildnis Abbes. Jena, G. Fischer. 1928. RM. 7.—.

Die erste Hälfte des 4. Bandes der gesammelten Abhandlungen von Ernst Abbe enthält eine Zusammenstellung der Schriften Abbes, welche sich ausschließlich mit den Arbeiten zur Entwicklung des Jenaer Glaswerkes befassen auf Grund der Akten, die in den Jahren 1882—1885 im preußischen Kultusministerium gesammelt worden sind.

Eingeleitet wird die Sammlung durch eine von Abbe u. Schott gemeinsam unterzeichnete Denkschrift, welche einen vorläufigen Bericht über den Stand der damaligen Schmelzkunst und über die durch die gemeinsame wissenschaftliche Vorarbeit in Witten und Jena erzielten Erfolge darstellt. Die

beiden ersten Berichte der Denkschrift sind für den Fachmann von besonderem Interesse, weil hier Abbe die nach dem frühzeitigen Tod Fraunhofers ganz ungewöhnliche Meinung ausspricht, daß nur durch planmäßige Zusammenarbeit zwischen dem im optischen Rechnen erfahrenen Fachmann und dem wissenschaftlich arbeitenden Hersteller des optischen Glases eine grundlegende Reform der in roher Emperie steckengebliebenen Glasindustrie zu erreichen sei. In der klaren Erkenntnis, daß die Herstellung der im Laboratorium gewonnenen neuen optischen Glasarten im Großen Mittel erfordern würde, die weit über die Kräfte von Privatleuten hinausgehen, wird bereits in dieser Denkschrift die Notwendigkeit der Unterstützung aus öffentlichen Mitteln betont. Die Begründung dieser Forderung ist in den nachfolgenden Schriften, aus welchen die Notlage der deutschen optischen Industrie mit aller Deutlichkeit hervorgeht (hochinteressant ist in dieser Hinsicht ein Gutachten von Emil Busch über die Lage der Rathenower optischen Industrie), enthalten. Einen der Hauptgründe für die Notwendigkeit der Staatshilfe erblickt Abbe in dem Mangel der Aussicht auf Rentabilität eines solchen Unternehmens zur Erzeugung optischen Glases, so daß für die Privatwirtschaft der Hauptantrieb zur Aufnahme der Fabrikation fehle. Dagegen habe der preußische Staat ein unmittelbares wirtschaftliches und staatliches Interesse an dem Fortbestand und an dem vom Ausland Unabhängigwerden einer hochentwickelten Industrie, welche den ganzen Bedarf der deutschen Armee und Marine an Fernrohren, Feldstechern usw. decke. Unter den Beilagen zu dem dem Kultusminister überreichten Bericht interessiert besonders der Vertragsentwurf betreffend die Begründung einer glastechnischen Versuchsanstalt in Jena unter gemeinsamer Beteiligung von Dr. Schott, Prof. Abbe und der Firma Carl Zeiss mit je einem Drittel des Gründungskapitales in Höhe von 60000 RM. zur Fortführung der Arbeiten im Maßstab wirklicher Fabrikation. Für die in der Übergangszeit des zunächst nicht als gewerbliches Institut zu betrachtenden Unternehmens aufzubringenden Mittel wird in der Eingabe vom 5. Januar 1884 die erste Staatshilfe und in der Eingabe vom 27. Juli desselben Jahres eine zweite Staatshilfe erbeten.

Nach den vorliegenden Akten hat daraufhin das Jenaer Glaswerk für das Jahr 1884/85 den Betrag von 25000 RM. in drei und für das Jahr 1885/86 den Betrag von 35000 RM. in 4 Teilbeträgen erhalten. Eine regelmäßige Unterstützung des Jenaer Glaswerkes hat also keineswegs stattgefunden. Zweifellos ist diese Staatsunterstützung für die Begründung des Jenaer Glaswerkes eine wertvolle Hilfe und vielleicht auch eine conditio sine qua non gewesen. Man übersehe aber nicht, daß die bahnbrechende, dreijährige Vorarbeit den beiden Begründern außerordentliche Opfer auferlegt hat, die Zeugnis geben von selbstloser Hingabe an eine große Idee, deren Verwirklichung weit über den Rahmen des Jenaer Glaswerkes hinaus für die Entwicklung der deutschen Feinoptik von unvergänglicher Bedeutung ist.

Der Herausgeber dieser für die Geschichte der Jenaer Hütte sehr wertvollen Schriften hat es in dankenswerter Weise verstanden, in einem die Kerngedanken klar herausarbeitenden Vorwort Verständnis und Anteilnahme zu erwecken, so daß auch der diesem Gebiet Fernstehende der reizvollen Darstellungsweise Abbes mit hohem Genuß folgen wird. Bartsch.

Müller-Pouillets Lehrbuch der Physik. 5. Bd., 1. Hälfte. 2. Auflage. XVIII u. 840 S. Mit 341 Fig. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1928. RM. 49.—, geb. RM. 53.—.

Nach mancherlei Verzögerungen, die durch den Tod von Prof. Lummer und Prof. E. Wiechert bedingt waren, ist nunmehr auch der erste Teil des 5. Bandes von Müller-Pouillet erschienen. Die Schriftleitung wurde von A. Wegener übernommen, der ja einer der erfolgreichsten Forscher auf vielen Gebieten der Geophysik ist und dadurch den notwendigen Überblick über das ganze Gebiet besitzt. Daß durch die Verzögerung ein Teil der Manuskripte mehrere Jahre vor Erscheinen gedruckt worden war, ist bei dem schnellen Fortschritt der Geophysik auf den meisten Gebieten bedauerlich, tut aber dem Buch kaum Abbruch, da die Darstellung durchweg so gehalten ist, daß der Leser, der wohl im allgemeinen wenig geophysikalische Vorkenntnisse besitzen wird, trotzdem den wünschenswerten Einblick in die Probleme erhält. Das Buch enthält folgende Abschnitte: 1. Meteorologie von H. v. Ficker (Meteorologische und aerologische Messungen sowie ihre Auswertung; Licht- und Wärmestrahlung; Statik und Dynamik der Atmosphäre; Kreislauf des Wassers; Periodizitäten in der Atmosphäre; normale Verteilung der meteorologischen Elemente; Störungen des Gleichgewichtes). 2. Akustik der Atmosphäre von A. Wegener (normale und anormale Schallausbreitung bei natürlichen und künstlichen Schallquellen; Wirkung von Wind und Temperatur). 3. Optik der Atmosphäre von A. Wegener (Reflexion und Brechung der Strahlen in der wolkenfreien Atmosphäre und durch Kondensationsprodukte; Regenbogen und Haloerscheinungen.) 4. Physik des Meeres von H. Thorade (Zusammensetzung und Eigenschaften des Meerwassers, Temperaturänderungen, Meeresströmungen, Wellen und Gezeiten). 5. Physik der Gletscher von H. Hess. 6. Der Erdmagnetismus von A. Nippoldt (Messungen, Theorie, Störungen, Erdstrom). 7. Das Polarlicht von G. Angenheister (Beobachtungen, Theorie, Spektrum). 8. Luftelektrizität von H. Benndorf und V. F. Hess (Leitfähigkeit, Ionisation, Das ungestörte Erdfeld, Störungen, Ströme in der Atmosphäre). 9. Mechanik und Thermodynamik des Erdkörpers von B. Gutenberg mit zwei eingefügten Abschnitten (*) von E. Wiechert † (Entwicklung der Erde, Theorie der Schwerkraft * und Beobachtungen, Bewegungen der Erdachse, Gezeiten des Erdkörpers, Erdbeben und Erdbebenwellen, Geodäsie*, Gestalt der Erde, Dichte, Druck, elastische Konstanten).—

Das Buch ist mit Ausnahme weniger rein theoretischer Betrachtungen fast ohne Formelangaben geschrieben. Vielleicht hätte in dieser Richtung stellenweise etwas weiter gegangen werden können, zumal es ja in erster Linie für Physiker bestimmt ist. Gerade in der Geophysik bricht sich heute auf allen Teilgebieten immer mehr die Tatsache Bahn, daß ohne tiefere physikalische und mathematische Kenntnisse eine Weiterführung der Fortschritte, die in den letzten Jahren erzielt worden sind, nicht möglich ist, und daß sich die Studierenden möglichst frühzeitig an die Anwendung der höheren Mathematik gewöhnen müssen. Andererseits haben die Geophysiker in den letzten Jahren nicht immer die Unterstützung der Physiker in dem Maße gefunden, wie es wünschenswert gewesen wäre, und

zahlreiche rein physikalische Untersuchungen und Betrachtungen selbst durchführen müssen. Daß der Band im Rahmen eines Lehrbuches der Physik erscheint, ist daher besonders zu begrüßen, und es ist zu erhoffen, daß diese Darstellung von Forschern, die sich durchweg schon lange mit den von ihnen behandelten Problemen befaßt haben, einen Anstoß dazu gibt, daß die Physiker sich mehr als seither mit geophysikalischen Problemen befassen. Das Buch ist jedenfalls eine durchaus geeignete Grundlage hierzu, und seine weiteste Verbreitung zu erhoffen. Gutenberg.

Handbuch der Physik, herausgegeben von H. Geiger und K. Scheel. Band 7: Mechanik der flüssigen und gasförmigen Körper. Redigiert von R. Grammel. 413 S. Mit 290 Abb. Berlin, J. Springer. 1927. Geh. RM. 34.50, geb. RM. 36.60.

Auch dieser Band, an dem wiederum nur ausgezeichnete Kenner der Materie mitgearbeitet haben, macht dem Springerschen Handbuchunternehmen alle Ehre. Er wird aber auch für sich betrachtet rasch Freunde gewinnen und eine seit langem fühlbare Lücke ausfüllen; denn es gab bisher eigentlich keine derartig vollständige und im besten Sinn des Wortes moderne Darstellung der Hydro- und Aerodynamik. Wenn man etwas aussetzen könnte, so ist es nur vielleicht dies, daß an manchen Stellen eine etwas größere Ausführlichkeit, insbesondere hinsichtlich der experimentellen Methoden und Forschungsergebnisse, erwünscht gewesen wäre.

Im ersten Kapitel gibt Lagally eine formvollendete Darstellung der Theorie der idealen Flüssigkeiten (Einleitung, Grundlagen und allgemeine Theorie, Allgemeine Methoden, Besondere Probleme und Methoden), die naturgemäß rein mathematisch orientiert ist und bis zur Prandtlschen Tragflügeltheorie reicht. Das zweite, von Hopf bearbeitete Kapitel über zähe Flüssigkeiten (Grundtatsachen, reine Zähigkeitserscheinungen, Zusammenwirken von Trägheit und Zähigkeit; allgemeine Ideen, Strömung in Rohren und Gerinnen, Oberflächenreibung und Formwiderstand) schließt sich zunächst unmittelbar an, muß dann aber den Boden der strengen analytischen Darstellung sehr bald verlassen und sich in physikalischere Gefilde erheben, wo nur eine von intuitiver Einfühlung regulierte Mischung aus mathematischer Betrachtungsweise, Empirie und tastendem Vermuten weiterhelfen kann; Hopf hat es ausgezeichnet verstanden, hier aller Schwierigkeiten einer befriedigenden Darstellung Herr zu werden. Anschließend sei gleich das Kapitel von Ackeret genannt; während die eine der Entwicklungslinien, die von der Theorie der idealen Flüssigkeiten ausgehen, in dem Kapitel von Hopf verfolgt wurde, führt dieses Kapitel auf einer anderen hinaus in die Gebiete, wo nun nicht die Reibung, sondern die Kompressibilität das Maßgebende ist. Der Inhalt (Einleitung, Grundgleichungen der Gasdynamik, Strömung in Röhren und Düsen in hydraulischer Behandlung, Ebene Gasströmungen, Unstetige Bewegungsvorgänge, Strömungskräfte auf bewegte Körper bei sehr großen Geschwindigkeiten) dürfte erschöpfend alle hierhergehörenden Fragen behandeln. Forchheimer im dritten Kapitel über die Wasserströmungen (Gleichförmige Strömung, Stationäre Strömung, Mit der Zeit veränderliche Strömung, Strömung bei unstetiger Wandung, Ausfluß und Überfall, Wasserstoß) und Betz im vierten Kapitel über Tragflügel und hydraulische Maschinen (Einleitung, Begriffe und wesentliche Eigenschaften, Ebene Vorgänge beim einzelnen Flügel, Ebene Vorgänge bei Flügelreihen, Räumliche Vorgänge beim einzelnen Flügel, Erweiterung der Theorie des induzierten Widerstandes auf Tragwerke und Flügelräder mit sehr kleinem Flügelabstand, Einfluß des endlichen Flügelabstandes, Experimentelle Methoden und Ergebnisse) führen bereits weit hinein in die Anwendungen. Namentlich der Titel des Betzschen Beitrages läßt aber kaum vermuten, daß es sich hier durchaus nicht nur um rein technische Dinge handelt. Den Beschluß des Bandes bildet eine klar und originell geschriebene Darstellung des Gesamtgebietes der Kapillarität von Gyemant (Die molekularen Theorien der Oberflächenspannung, Die mechanischen Wirkungen der Oberflächenspannung, Kapillarität und chemische Konstitution, Elektrokapillarität, Thermodynamik der Kapillarität, Die Messung der Kapillarkonstante).

R. Seeliger.

C. Stumpf, Die Sprachlaute. Experimentellphonetische Untersuchungen nebst einem Anhang über Instrumentalklänge. Gr. 8°. XI. und 419 S. Mit 8 Textfiguren und 8 Notenbildern. Berlin, Julius Springer. 1926. Geh. RM. 28.50.

Inhalt: Analyse gesungener Vokale durch resonierende Stimmgabeln und durch Interferenzröhren, Unkenntlichwerden der Vokale in der höheren Sopranlage, das stimmhafte Sprechen, Struktur der Flüstervokale und Konsonanten, subjektive Tonhöhen der stimmlosen Sprachlaute. Synthetische Darstellung der stimmhaften Vokale; Entwicklung der Vokalforschung und die Konvergenz ihrer Ergebnisse; Phonographische, telephonische und ohrenärztliche Beobachtungen; Systematik der Sprachlaute vom akustischen Standpunkte; Einheitliches und mehrheitliches Hören. Die gegenseitige Beeinflussung der Teiltonstärken und ihr Verhältnis zur Gesamtstärke des Klanges. Psychophysik der Sprachlaute. Physik und Physiologie der Sprachlaute. Über Instrumentalklänge.

Das Buch enthält — in einem gemeinsamen Rahmen zusammengefaßt — die Ergebnisse der vom Verfasser seit 1913 durchgeführten Untersuchungen auf dem Gebiete der Analyse und Synthese von sprachlichen und musikalischen Klängen. Das dabei verfolgte Ziel war die theoretische Zergliederung dieser Klänge und die Erforschung der zu ihrer Wahrnehmung führenden Vorgänge. Dabei wurde die Analyse jeweils erst dann als zufriedenstellend angesehen, wenn es gelang, die Klänge aus ihren einzelnen Faktoren zusammenzusetzen, ohne daß ein Unterschied zwischen den ursprünglichen und den zusammengesetzten Tönen festzustellen war. Die Klänge wurden so unmittelbar als möglich, unter Verwendung möglichst weniger Zwischenglieder, untersucht, und zwar durch subjektive Methoden, bei denen die direkte akustische Beobachtung die Hauptrolle spielte.

Die Arbeit stellt in ihren Hauptlinien die Fortsetzung der Helmholtzschen Versuche über Vokale und Instrumentalklänge dar, wobei in den wesentlichsten Punkten die Richtigkeit der umstrittenen Helmholtzschen Vokaltheorie bestätigt wurde. Die von Helmholtz gegebene Theorie des Aufbaues der

musikalischen Klänge wurde hingegen durch Stumpf modifiziert, da sich zwischen Vokalen und musikalischen Klängen keine scharfe Grenze mehr ziehen läßt.

Die wichtigsten Ergebnisse der Stumpfschen Forschungen stimmen überein mit denen anderer Forscher, die auf ganz anderem Wege mit anderen Mitteln das Problem bearbeiteten.

Die Einheitlichkeit des Inhaltes verbietet, an dieser Stelle aus dem großen Zusammenhange Einzelheiten herauszugreifen. Überall stellt sich dem Leser die vorbildliche Gründlichkeit, umfassende Betrachtungsweise und wissenschaftliche Ehrlichkeit, Geduld und Vorsicht des Verfassers entgegen.

Physiologen, Physiker, Sprach- und Gesangforscher und Musiksachverständige werden nur Gewinn aus diesem Werke ziehen, das einen Teil der wissenschaftlichen Lebensarbeit eines großen Lehrers, Gelehrten und Menschen darstellt.

Reiher.

L. B. Loeb, Kinetic theory of gases. Gr. 8°. XVI u. 555 S. London, Mc Graw-Hill Publishing Co. Ltd. 1927. Preis sh. 27/6.

Anläßlich einer vor mehreren Jahren in Chicago gehaltenen Vorlesung hat der Verf. den empfindlichen Mangel eines in englischer Sprache geschriebenen Buches über kinetische Gastheorie gefühlt, das nicht zu schwierig ist, um auch für den Studenten mittleren Semesters bereits erfolgreich benutzbar zu sein. Das vorliegende Buch soll diese Lücke ausfüllen. Es ist als Lehr- und Handbuch für den studierenden, wie für den forschenden Physiker und Chemiker gedacht, ferner als Vorbereitung für schwierigere Darstellungen, die sich auch auf die statistische Mechanik erstrecken. Zur Erreichung dieses Zieles hat der Verf. namentlich die deutsche Lehr- und Handbuchliteratur (P. Debye, G. Jäger, K. Jellinek, Cl. Schäfer) reichlich benutzt und diese Hilfe erfreulicherweise in seinem Vorworte ausdrücklich dankbar anerkennend hervorgehoben. Ein kurzer Abschnitt über den Zusammenhang zwischen Maxwellscher Geschwindigkeitsverteilung und Spektrallinienbreite ist aus dem französischem Werke von E. Bloch übersetzt. Der Inhalt wird in die folgenden Kapitel abgeteilt: 1. Historisches. 2. Das mechanische Modell eines idealen Gases. 3. Die mittlere freie Weglänge nach Clausius. 4. Die molekulare Geschwindigkeitsverteilung. 5. Die genauere (Van der Waalssche) Zustandsgleichung der Gase. 6. Transport von Impuls, Energie und Masse durch ein Gas (Kinetische Theorie der inneren Reibung, Wärmeleitung und Diffusion). 7. Die Gesetze verdünnter Gase und Oberflächenerscheinungen. 8. Die Realität der Molekularbewegungen (Brownsche Bewegung). 9. Spezifische Wärme und kinetische Theorie. 10. Elektrische und magnetische Eigenschaften der Molekülе und kinetische Theorie. 11. Anwendung der kinetischen Theorie auf die Elektrizitätsleitung in Gasen. Ein Anhang umfaßt Angaben über Moleküldurchmesser, -geschwindigkeiten, usw., allgemeine physikalische Konstanten, mathematische Hilfsformeln und Zahlentafeln, endlich ein ausführliches Autoren- und Sachregister.

Das Buch ist durchaus modern, sowie größtenteils elementar geschrieben und dürfte seinen Zweck sehr gut erfüllen können. Der deutsche Leser, insbesondere der Studierende, wird naturgemäß die deutsche Originalliteratur bevorzugen. Doch ist Loebs Werk nützlich, anregend und originell genug, auch selbständiges Interesse beanspruchen zu dürfen, namentlich im Schlußkapitel, das des Verfassers eigenes Arbeitsgebiet betrifft. A. Smekal.

G. v. Hevesy, Das Element Hafnium. 8°. II. u. 49 S. Mit 23 Figuren. Berlin, Julius Springer, 1927. RM. 3.60.

Die Schrift enthält das bis zu ihrer Fertigstellung (Sept. 26) bekannte Material über Eigenschaften und Vorkommen des Elements Hafnium. Von der im gleichen Jahre erschienenen Monographie Roses unterscheidet sich daher der Umfang des Inhalts wenig. Dafür ist aber vorliegendes Buch vom Entdecker des Elements selbst verfaßt und enthält so insbesondere eine Reihe von theoretischen Gesichtspunkten (besonders über die Gründe der Zirkonähnlichkeit), die dort fehlen. Es werden zunächst kurz, aber sehr klar die atomtheoretischen und geochemischen Vorüberlegungen der Entdeckung und dann deren Verfahren selbst dargelegt, darauf in großer Ausführlichkeit die Trennungsmethoden des Hafniums vom Zirkonium abgehandelt, von denen im wesentlichen die Fluorid- und die Phosphat-Methode wichtig sind. Es folgt ein Abschnitt über die Eigenschaften des Hafniums (metallisches Hf wurde von v. Hevesy und Berglund durch Reduktion des Kaliumdoppelfluorids mit Natrium erhalten). Die im folgenden dargestellten Eigenschaften der Hf-Verbindungen tragen deutlich den Stempel der Entdeckungsgeschichte an sich; es handelt sich meist um Verbindungen, auf denen Trennungsmethoden basieren, und ihre für diese Methoden wesentlichen Eigenschaften. So sind auch optisches und Röntgenspektrum mit großer Genauigkeit untersucht und bekannt. Schließlich wird das Vorkommen des neuen Elements in den verschiedenen Zirkonmineralien ausgeführt und ausführlich die Begründung der „im periodischen System fast einzig dastehenden" Ähnlichkeit mit dem Zirkonium aus der N-Schalenauffüllung und „Lanthanidenkontraktion" in den seltenen Erden gegeben. Die ganze Schrift ist eine im rein Chemischen wie im Physikalischen außerordentlich präzise Zusammenstellung des Bekannten; was sie von anderen Monographien im chemischen Sinne unterscheidet, ist die reizvolle Unfertigkeit des behandelten Stoffs.

G.-M. Schwab.

P. P. Ewald, Die Reflexion und Brechung des Lichtes als Problem der Elektronentheorie. Fortschritte der Chemie, Physik u. physikalischen Chemie, Serie B, Band 18, Heft 8. 28 S. Mit 5 Textfiguren. Berlin, Gebr. Borntraeger. 1925. RM. 2.80.

Die Abhandlung führt an einem speziellen Falle (= senkrechte Inzidenz eines linear polarisierten Strahles auf eine planparallele Kristallplatte) in die optische Dispersionstheorie der Kristalle ein und ist auch für den Leser verständlich, welcher nicht über den mathematischen Apparat verfügt, den die allgemeine Dispersionstheorie der Kristalle erfordert. Nach einem kurzen Überblick über das Problem bis Maxwell-Lorentz setzt sich der Verfasser im 1. Teil der Abhandlung allgemeinverständlich, wie es nur dem Schöpfer der Dispersionstheorie der Kristalle möglich ist, mit dem Randproblem vom Standpunkt einer konsequenten Elektronentheorie auseinander,

für die es keine Trennung in ein zweidimensionales Randproblem und in ein Binnenproblem gibt. Literaturnachweise vervollständigen diesen 1. Teil der Abhandlung. Im zweiten Teil sind die allgemeinen Ausführungen an dem eingangs erwähnten einfachen Beispiel rechnerisch belegt, indem die durch den Primärstrahl an den einzelnen Netzebenen ausgelösten Wellen summiert werden. Das Zustandekommen der vom Vakuumwert c abweichenden Phasengeschwindigkeit v der „Binnenwelle" (infolge der beständigen Phasensprünge, welche die Primärwelle beim Durchsetzen der Netzebenen erfährt), sowie die Wiedergewinnung der „Randbedingungen" und der Fresnelschen Formeln dürften auch dem mathematisch weniger geschulten Leser verständlich werden. H. Ott.

F. Errulat, Die Methoden der Erdbebenforschung. Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden. Lieferung 266. 111 S., 41 Abb., Berlin und Wien, Urban & Schwarzenberg. 1928. RM. 6.—.

Das Bändchen gibt eine durchweg seinem Zweck entsprechende Darstellung der Methoden, nach denen die Erdbebenwellen mit Seismometern sowie die Erdbebenwirkungen im Gelände untersucht, und die Lage der Erdbebenherde in Raum und Zeit bestimmt werden. Ferner werden die Methoden besprochen, mit denen man Aufschlüsse über die Entstehung der Erdbeben erwarten darf. Kurze Angaben über die seismische Bodenunruhe sowie über die Methoden der angewandten Seismologie beschließen die für viele Zwecke sehr erwünschte zusammenfassende Darstellung der genannten Arbeitsmethoden. Gutenberg.

F. Klein, Vorlesungen über Nicht-Euklidische Geometrie. Neubearbeitet von W. Resemann. Die Grundlehren der mathematischen Wissenschaften in Einzeldarstellungen Bd. XXVI. XII u. 326 S. Mit 237 Abbildungen. Berlin, J. Springer. 1928. RM. 18.—, geb. RM. 19.50.

F. Klein hat in den 1892 autographierten Vorlesungen über nichteuklidische Geometrie seine grundlegenden Untersuchungen über den Zusammenhang derselben mit der projektiven Maßbestimmung ausführlich dargestellt. Das vorliegende Buch schließt sich an diese Vorlesungen an, bringt jedoch mit Rücksicht auf moderne Entwicklungen manches Neue, während zahlreiche Einzelheiten weggelassen wurden.

Nachdem im ersten Teil eine Einführung in die projektive Geometrie gegeben ist, bringt der zweite Teil die projektiven Maßbestimmungen in ihrem Zusammenhang mit der elliptischen, euklidischen und hyperbolischen Geometrie. Der dritte Teil: „Die Beziehungen der nichteuklidischen Geometrie zu anderen Gebieten" behandelt die Geschichte der nichteuklidischen Geometrie, ihre Beziehungen zur Axiomatik und zur Differentialgeometrie und gibt schließlich Ausblicke auf Anwendungen der nichteuklidischen Geometrie auf Funktionentheorie und die spezielle Relativitätstheorie.

Die Kleinsche Darstellung der nichteuklidischen Geometrie hat für den theoretisch interessierten Physiker einen besonderen Reiz; die vorliegende Neuausgabe macht den Zugang noch leichter und ist daher sehr zu begrüßen.

E. Hilb.

Angebote.

Jüngerer Physiker oder Elektrotechniker

der Erfahrungen im Bau von Quecksilberdampfgleichrichtern mit Glasgefäß hat, wird von Berliner Großfirma gesucht.

Ausführliche Angebote sind zu richten unter **S. H. 11** an den Verlag der Zeitschrift.

Einige Laboratoriumsingenieure und Meßtechniker

mit guten theoretischen Kenntnissen in der Physik und praktischen Erfahrungen auf dem Gebiete der

Verstärker-Technik und Akustik

gesucht. Kurzer Lebenslauf, Zeugnisabschriften, Gehaltsforderungen, Eintrittstermin erbeten unter **S. H. 12** an den Verlag dieser Zeitschrift.

Gesuche.

Theoretischer Physiker

Dr. rer. nat., sucht Anfangsstellung

als Assistent oder Mitarbeiter in einem Industrieunternehmen.

Zuschriften erbeten unter **„Deutsch-Österreicher"** an den Verlag der Zeitschrift.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.